PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 6. 15. März 1904. 5. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 7 am 22. März 1904.

INHALT.

(R. = Referat, B. = Besprechung.)

Seite

Absorptionsspektra: Die ultravioletten — der Ortho-, Meta- und Para-Isomeren, v. R. Magini 145
— Einfluss der doppelten chemischen Bindung auf die ultravioletten —, v. R. Magini 147
Berichtigungen 168
Briefkasten 168
Chemische Bindung: Einfluss der doppelten — auf die ultravioletten Absorptionsspektra, v. R. Magini . 147
Coblentz, W. W. und **E. L. Nichols**, Über Methoden zur Messung strahlender Energie 149
Dielektrikum: Die ponderomotorischen Kräfte, welchen ein homogenes — in einem elektromagnetischen Felde unterworfen ist, v. R. Gans 162
Elektrische Leitfähigkeit: Die Beziehung zwischen Leuchten und — in Flammen, v. F. L. Tufts 157
— — Erwiderung auf die Bemerkungen von E. van Aubel zu meinen Untersuchungen über die — gepresster Pulver, v. F. Streintz 159
Elektromagnetisch: Die ponderomotorischen Kräfte, welchen ein homogenes Dielektrikum in einem — Felde unterworfen ist, v. R. Gans 162
Elektroskop: Divergenz von — -blättchen im Vakuum infolge von Belichtung, v. F. Paschen. 161
Energie: Über Methoden zur Messung strahlender —, v. E. L. Nichols und W. W. Coblentz 149
Fernübertragung: Empfangsapparate für Telautographie u. — von Halbtongravüren, v. A. Korn 164
Flammen: Die Beziehung zwischen Leuchten und elektrischer Leitfähigkeit in —, v. F. L. Tufts 157
— Bemerkung über den Einfluss glühender Körper in — auf die Ionisation, v. F. L. Tufts 158
Gans, R., Die ponderomotorischen Kräfte, welchen ein homogenes Dielektrikum in einem elektromagnetischen Felde unterworfen ist 162
Gesuche 168
Halbtongravüren: Empfangsapparate für Telautographie u. Fernübertragung von —, v. A. Korn 164
Ionisation: Bemerkung über den Einfluss glühender Körper in Flammen auf die —, v. F. L. Tufts 158
Isomeren: Die ultravioletten Absorptionsspektra der Ortho-, Meta- und Para- —, v. R. Magini 145
Korn, A., Empfangsapparate für Telautographie u. Fernübertragung von Halbtongravüren 164
Leitfähigkeit: Die Beziehung zwischen Leuchten und elektrischer — in Flammen, v. F. L. Tufts 157
— Erwiderung auf die Bemerkungen von E. van Aubel zu meinen Untersuchungen über die elektrische — gepresster Pulver, v. F. Streintz 159
Leuchten: Die Beziehung zwischen — und elektrischer Leitfähigkeit in Flammen, v. F. L. Tufts 157
Magini, R., Die ultravioletten Absorptionsspektra der Ortho-, Meta- u. Para-Isomeren 145
Magini, R., Einfluss der doppelten chemischen Bindung auf die ultravioletten Absorptionsspektra 147
Nichols, E. L. und **W. W. Coblentz**, Über Methoden zur Messung strahlender Energie 149
Optische Resonanz: Zur Frage der — fein zerteilter Metalle, v. F. Pockels 152
Paschen, F., Apparat zum gleichzeitigen Nachweis der Absorption der α- und β-Strahlung des Radiums . . 160
— Divergenz von Elektroskopblättchen im Vakuum infolge von Belichtung 161
Personalien 168
Pictet, R., Die Theorie der Apparate zur Herstellung flüssiger Luft mit Entspannung (Briefk.) 168
Pisa: Mitteilungen aus dem physikal. Institute der Universität —. No. 19 145
— — Nr. 20 147
Pockels, F., Zur Frage der „optischen Resonanz" fein zerteilter Metalle 152
Pulver: Erwiderung auf die Bemerkungen von E. van Aubel zu meinen Untersuchungen über die elektrische Leitfähigkeit gepresster —, v. F. Streintz . . . 159
Radium: Apparat zum gleichzeitigen Nachweis der Absorption der α- und β-Strahlung des —, v. F. Paschen 160
Resonanz: Zur Frage der optischen — fein zerteilter Metalle, v. F. Pockels 152
Röntgen, W. C., Erklärung zu einer Mitteilung von S. Guggenheimer und A. Korn. (Briefk.) 168
Spektralphotometrisch: Bemerkung zu Herrn E. Hertzsprungs „Vergleich einiger — Resultate", v. O. Tumlirz 156
Strahlende Energie: Über Methoden zur Messung —, v. E. L. Nichols und W. W. Coblentz 149
Strahlung: Apparat zum gleichzeitigen Nachweis der Absorption der α- und β- — des Radiums, v. F. Paschen 160
Streintz, F., Erwiderung auf die Bemerkungen von E. van Aubel zu meinen Untersuchungen über die elektrische Leitfähigkeit gepresster Pulver 159
Telautographie: Empfangsapparate für — und Fernübertragung von Halbtongravüren, v. A. Korn . . . 164
Tufts, F. L., Die Beziehung zwischen Leuchten und elektrischer Leitfähigkeit in Flammen 157
— Bemerkung über den Einfluss glühender Körper in Flammen auf die Ionisation 158
Tumlirz, O., Bemerkung zu Herrn E. Hertzsprungs „Vergleich einiger spektralphotometrischen Resultate" 156
Ultraviolett: Die — Absorptionsspektra der Ortho-, Meta- und Para-Isomeren, v. R. Magini 145
— Einfluss der doppelten chemischen Bindung auf die — Absorptionsspektra, v. R. Magini 147
Vakuum: Divergenz von Elektroskopblättchen im — infolge von Belichtung, v. F. Paschen 161

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

No. 19[1]): R. Magini, Die ultravioletten Absorptionsspektra der Ortho-, Meta- und Para-Isomeren.

Zur Fortsetzung meiner Untersuchung der stereochemischen Isomerie beabsichtige ich in gegenwärtiger Arbeit das Verhalten der Ortho-, Meta- und Para-Isomeren zur Absorption der ultravioletten Strahlen zu prüfen; ich will hierbei sehen, ob die Lagerung von gleichen Gruppen mit gleichen Bindungen einen direkten und charakteristischen Einfluss auf die Absorptionsspektra der Isomeren ausübt, und, — im Bejahungsfalle, — welcher Natur dieser Einfluss ist.

Die geprüften Isomeren sind 12, nämlich: Brenzkatechin, Resorzin, Hydrochinon; die Ortho-, Meta- und Para-Oxybenzoë-

1) Nr. 18: Diese Zeitschr. **5**, 69, 1904.

säuren; die Phtal-Isophtal- und Terephtalsäuren.

Die Schichtdicke der Lösungen in destilliertem Wasser betrug 1 cm; die Methode war die bereits in zwei Arbeiten beschriebene.

1. Zweiwertige Phenole.

Das Brenzkatechin zeigt bei einer Lösung von $^1/_{250}$ n einen Absorptionsstreifen von $\lambda = 2912$ bis $\lambda = 2501$ und liefert das Spektrum bis $\lambda = 2483$. Bei der nämlichen Verdünnung zeigen das Resorzin und das Hydrochinon keinen Absorptionsstreifen und bringen das Spektrum bis zu $\lambda = 2890$ und $\lambda = 3057$. Ich gebe einige bei höherer Verdünnung erreichte Resultate; in sämtlichen Tabellen bedeutet B ein Absorptionsband, T ein Transmissionsband; s bedeutet ein plötzlich unterbrochenes, d ein schwach unterbrochenes, i ein kräftiges Spektrum.

Verdünnung	Brenzkatechin	Resorzin	Hydrochinon
$^1/_{500}$	*B.* 2875—2598 *T.* 2598—2395	*B.* 2842(*s*)—2625(*d*) *T.* 2625(*d*)—2388(*d*)	*B.* 3021—2631 *T.* 2631—2588 (*d*)
$^1/_{1000}$	*B.* 2859—2660(*d*) *T.* 2660(*d*)—2370	*B.* 2800—2650 *T.* 2650—2388	*B.* 2976—2772 *T.* 2772—2574
$^1/_{1500}$	*B.* 2832—2765 *T.* 2765—2364	*B.* 2780—2700 *T.* 2700—2300	*B.* 2941—2788 (*i*) *T.* 2788(*i*)—2546

Aus den im grossen Massstab ausgeführten Versuchen geht hervor, dass die Ortho- und Meta-Verbindungen dasselbe Maximum und Minimum der Transparenz besitzen; beim Hydrochinon sind sie nach der lichtreichen Seite zu verschoben. Das Hydrochinon ist auch stark absorbierend im äussersten Ultraviolett von $\lambda = 2500$ ungefähr an. Das Resorzin liefert das Spektrum in vollständiger Weise bei einer Verdünnung von $^1/_{2000}$ n; das Brenzkatechin bei einer solchen von $^1/_{3000}$, und das Hydrochinon von $^1/_{4000}$ n.

2. Oxybenzoësäuren.

Ich berichte über einige Versuche

Verdünnung	Ortho	Meta	Para
$^1/_{500}$	*B* 3188(*d*)—2631 *T* 2631—2537	*B* 3021—2635 *T* 2635—2575 (*d*)	Kontinuierliche Absorption von $\lambda = 2900$ an
$^1/_{1500}$	*B* 3021—2844 *T* 2844—2472 (*d*)	*B* 2929—2844 *T* 2844—2470	Kontinuierliche Absorption von $\lambda = 2741$ (*d*) an
$^1/_{4000}$	Kontinuierliche Absorption von $\lambda = 2439$ an	Kontinuierliche Absorption von $\lambda = 2382$ an	Kontinuierliche Absorption von $\lambda = 2606$ (*d*) an

Die Ortho- und Meta-Verbindungen haben dasselbe Maximum und Minimum der Transparenz. Die Para-Isomere zeigt keine Absorptionsstreifen. Die Metaverbindung giebt das Spektrum vollständig bei einer Verdünnung von $^1/_{5000}$, das Ortho bei $^1/_{6000}$, die Paraverbindung bei $^1/_{20000}$. Die Einführung eines Carboxyls verstärkt die Absorption und verlagert die Streifen nach Rot hin.

3. Amidobenzoësäuren.

Folgendes sind die Resultate:

Verdünnung	Ortho	Meta	Para
$^1/_{350}$	*B* 3529—2823 *T* 2823—2750	*B* 3199 (*d*)—2750 *T* 2750—2631	Kontinuierliche Absorption von $\lambda = 3100$ an
$^1/_{500}$	*B* 3490—2859 *T* 2859—2611 (*d*)	*B* 3880—2800 *T* 2800—2598	Kontinuierliche Absorption von $\lambda = 3067$ (*d*) an
$^1/_{3000}$	Kontinuierliche Absorption von $\lambda = 2388$ an	Kontinuierliche Absorption von $\lambda = 2382$ an	*B* 2937—2420 (*d*) *T* 2420 (*d*)—2381 (*d*)

Im Vergleich zu den Oxybenzoësäuren sind die Streifen dieser Säuren nach dem Rot hin verschoben, was infolge der Einführung von einer Amidogruppe geschieht. Merkwürdig verhält sich die Parasäure; sie zeigt die Streifen nur bei der Verdünnung von $^1/_{3000}$ und zwar in sehr energischer Weise, während bei der Orthoverbindung und der Metaverbindung die Streifen bei dieser Verdünnung verschwunden sind. Die Orthosäure liefert das Spektrum bei einer Verdünnung von $^1/_{4000}$, die Metaverbindung bei einer nur wenig niedrigeren und die Paraverbindung bei einer von $^1/_{10000}$.

4. Phtalsäuren.

Diese wurden wegen der Unlöslichkeit der Meta- und Para-Verbindungen nur teilweise geprüft.

Verdünnung	Ortho	Meta	Para
$^1/_{350}$	*B* 2844—2630 (*d*) *T* 2630 (*d*)—2600 (*d*)	— —	— —
$^1/_{2000}$	Kontinuierliche Absorption von $\lambda = 2411$ (*d*) an	Kontinuierliche Absorption von $\lambda = 2399$ (*d*) an	Kontinuierliche Absorption von $\lambda = 2598$ an

Die Einführung noch eines Carboxyls in die Kette scheint die durch eine erste Gruppe hervorgebrachte Wirkung zu annullieren; bei der Phtalsäure zieht sich der Streifen sogar zusammen. Die Meta-Verbindung giebt das Spektrum bei einer Verdünnung von $^1/_{3000}$, die Orthoverbindung bei $^1/_{4000}$, die Paraverbindung bei $^1/_{10000}$. Aus den Versuchen geht hervor, dass die Absorptionen der Biderivate des Benzols eine an metallische Absorptionen erinnernde Grössenordnung besitzen. Ich möchte an die Pauersche Arbeit über das Benzol und einige Derivate desselben erinnern; es scheint mir, dass diese Art Absorption, die man in anderen Verbindungen verschiedener Natur nie wiederfindet, eine wahre und eigentümliche Charakteristik des Benzolkerns bildet. Ferner ist es natürlich, dass die Ortho-, Meta- und Para-Verbindungen, vom Augenblick an, wo sie nicht durch zu subtile Isomerie miteinander verbunden sind, sehr voneinander verschiedene Absorptionsspektra aufweisen. Denn abgesehen davon, dass sie verschiedene chemische Eigenschaften besitzen, sind sie auch verschieden in ihren Verkettungspunkten, im spezifischen Gewicht, in ihren spezifischen sowohl bei gleichem Gewicht wie bei gleichem Volumen, in der molekularen Leitungsfähigkeit wie in den Dissoziations-Konstanten.

Gegenüber der Absorption in der ultravioletten Region des Spektrums zeigen die einzelnen Isomeren, welches auch immer ihre substituierenden Gruppen sind, einen vollkommen konstanten Verlauf.

Wir können als Schlussfolgerung sagen:

1. Alle geprüften Verbindungen zeigen eine sehr starke Absorption.

2. Dieselben zeigen stets deutliche Streifen, welche nach der Lichtseite des Spektrums zu verschoben werden, wenn an Stelle eines Hydroxyls ein Carboxyl oder eine Amido-Gruppe eingeschaltet wird.

3. Die Einführung eines zweiten Carboxyls in die Kette scheint die Erhöhung der Absorption und die Verlagerung der Streifen, die durch Einschaltung einer ersten Gruppe bewirkt wurden, völlig aufzuheben.

4. Die untersuchten Isomeren können ihrer zunehmenden Absorption entsprechend, besonders wie sie dieselbe bei sehr hohen Verdünnungen im äussersten Ultraviolett zeigen, stets in der Stufenfolge: Meta, Ortho, Para angeordnet werden.

5. Die Meta- und Ortho-Isomeren haben zwar verschiedene, aber analoge Absorptionen mit gleichen Maxima und Minima; im Gegensatz hierzu zeigt die Para-Isomere kräftige und von den anderen Isomeren unabhängige Absorption.

Diese letzten Schlüsse beweisen, dass die Lagerung der Molekel bildenden Gruppen einen entscheidenden und charakteristischen Einfluss auf die Absorption der ultravioletten Strahlen hat. Dieser Einfluss, der sich ganz besonders bei Strahlen mit kürzerer Wellenlänge zeigt, lehrt auch, dass die Absorption einer Verbindung kein Phänomen von additiver Natur sein kann, was im Gegensatz steht zu den von Spring für den sichtbaren Teil des Spektrums gewonnenen Resultaten.

Die Erscheinung der Absorption, verbunden mit der Refraktion und der durch Ätherschwingungen in den kleinsten Teilchen hervorgerufenen Resonanz, steht also in bestimmten Beziehungen zu der Lagerung der molekularen Gruppen, d. h. zu der Form des Moleküls.

Bei den Ortho-, Meta-, Para-Isomeren erreicht man den grössten Effekt, wenn die substituierenden Gruppen an entgegengesetzte Kohlenstoff-Atome des Benzolkerns gefesselt sind, also wenn die Molekel symmetrisch ist.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 9. Januar 1904.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

Nr. 20[1]: R. Magini, Einfluss der doppelten chemischen Bindung auf die ultravioletten Absorptionsspektra.

Die Prüfung der ultravioletten Spektra der Benzol-Biderivate, die ich bei der Untersuchung der Absorption der Ortho-, Meta- und Para-Isomeren kürzlich vorgenommen habe, führte mich zu der Schlussfolgerung, dass die Verbindungen dieser Reihe eine Absorption besitzen, deren Grössenordnung dieselbe wie die der metallischen Absorptionen ist. Pauer war bei Prüfung von einigen Verbindungen derselben Reihe zum gleichen Schlusse gelangt. Diese Verbindungen zeigen gleich den andern zwölf von mir untersuchten, nämlich den zweiwertigen Phenolen, den Oxybenzoësäuren, den Amidobenzoësäuren und den Phtalsäuren, sämtlich sehr kräftige Absorptionen, welche durch ihre Grösse sehr fern von den Absorptionen stehen, die die anderen farblosen, organischen Verbindungen aufweisen. Überdies sind ihre Spektra durch deutliche Absorptionsstreifen charakterisiert. Das Benzol zum Beispiel ist eines der transparentesten der Benzolreihe; es zeigt bei Untersuchung von 1 Mikron Schichtdicke schon eine kräftige Absorption (Pauer); ebenso verhält sich das Toluol bei $^1/_2$ Mikron Schichtdicke. Von den untersuchten Verbindungen zeigt das Resorzin die geringste Absorption; es lässt das ultraviolette Spektrum bei einer Schichtdicke von

1) Nr. 19: Diese Zeitschr. 5, 145, 1904.

1 cm unverändert passieren, bei einer Verdünnung von $^1/_{2000}$ normal. Andre Verbindungen lassen alle Strahlen bis zu $\lambda = 2300$ bei sehr viel höheren Verdünnungen (einige bis $^1/_{20000}$) durchgehen.

Dieses kräftige Absorptionsvermögen erregte meine Aufmerksamkeit; ich vermutete, dass diese seltsame Eigenschaft eine Charakteristik von irgend einem Element des Benzolkerns bilden möchte. Ich stellte die Hypothese auf, dass ein solcher Einfluss durch die doppelten Bindungen ausgeübt würde und dass die Absorption in einer gewissen Abhängigkeit von der Natur der Bindungen selbst stünde.

Die Annahme, dass die oben beschriebene enorme Absorption von der geschlossenen Kette herrühren könnte, ist ausgeschlossen (ich werde zeigen, dass man das Phänomen auch in den aliphatischen Verbindungen antrifft). Will man sich z. B. von der Absorption des Benzols C_6H_6 Rechenschaft geben, so bleiben nur zwei Annahmen möglich: entweder rührt sie von den sechs Gruppen CH, oder von den doppelten Bindungen her. Aber die Gruppen CH bringen keine Absorption in den Zuckerarten oder bei den Weinsteinsäuren hervor, welche vielmehr äusserst transparent für die ultravioletten Strahlen sind, besonders erstere auch bei grosser Schichtdicke. Es bleibt uns die zweite Annahme von den doppelten Bindungen. Zu ihren Gunsten sprechen die starken Absorptionen zweier chemisch fern vom Benzol stehenden Flüssigkeiten, sowohl im gewöhnlichen Zustand wie auch in Lösung, nämlich des Pyridins C_5H_5N und des Tiophens C_4H_4S.

Aber dies sind alles Verbindungen mit geschlossener Kette. Wird nun diese intensive Absorption durch die doppelte Bindung bewirkt, so muss man bei den nicht gesättigten aliphatischen Verbindungen die gleiche Thatsache bemerken. Das ist thatsächlich der Fall. Indem ich mir die für die Gruppen CH bereits festgestellte Beobachtung vergegenwärtigte, verglich ich den Allyl-Alkohol $CH = CH - CH - OH$ mit dem normalen Propyl-Alkohol

$$CH_3 - CH_2 - CH_2 - OH;$$

während nun letzterer selbst bei grossen Schichtdicken das Spektrum vollständig durchlässt, absorbiert der Allyl-Alkohol ausserordentlich stark.

Auch ein Vergleich zwischen dem Allyl-Acetat und dem Propyl-Acetat

$$H_2C = CH - CH_2 \cdot O \cdot C_2H_3O \text{ und}$$
$$H_3C - CH_2 - CH_2 \cdot O \cdot C_2H_3O$$

führt zu dem nämlichen Resultat. Aber eine noch greifbarere und einfachere Probe bietet uns die Maleïn- und die Fumarsäure, die ich schon in einer früheren Arbeit untersucht habe; beide besitzen doppelte Bindungen und sind ausserordentlich absorbierend. Auch von ihnen kann man sagen, dass die Absorption entweder von den CH-Gruppen herrührt, was augenscheinlich nicht der Fall ist, oder von den Carboxylen $CO \cdot OH$. Bei Prüfung der Oxalsäure $(CO \cdot OH)_2$ fand ich, dass sie nur in geringem Grade absorbiert und dass folglich, da die Absorption von zwei Säuren nicht von derjenigen der komponierenden Gruppen herzuleiten ist, dieselbe notwendigerweise durch die doppelte Bindung herbeigeführt wird. Auch auf einem andern Wege gelangt man zum gleichen Schlusse. Vergleicht man die Absorption der Maleïnsäure mit derjenigen der inaktiven Weinsäure

$$\begin{array}{ccc} & & O \cdot H \\ HC \cdot CO \cdot OH & \text{und} & HC \cdot CO \cdot OH \\ \| & & | \\ HC \cdot CO \cdot OH & & HC \cdot CO \cdot OH \\ & & OH \end{array}$$

und die Absorption der Fumarsäure

$$\begin{array}{ccc} H \cdot C \cdot CO \cdot OH & & CO \cdot OHCH \\ \| & & \| \\ CO \cdot OHCH & & HC\,CO \cdot OH \end{array}$$

mit der Absorption der racemischen Säure

$$\begin{array}{ccc} OH & & OH \\ H \cdot C \cdot CO \cdot OH & & HO \cdot OH \cdot C \cdot H \\ | & + & | \\ CO \cdot OH \cdot C \cdot H & & HC \cdot CO \cdot OH \\ OH & & OH \end{array}$$

so bemerkt man sofort ein starkes Missverhältnis, trotz den gemeinsamen Gruppen und trotz der in sämtlichen Arbeiten über das Ultraviolett festgestellten Thatsache, dass die Hydroxyle keine Absorption herbeiführen. In der That sind Wasser, Zuckerarten und die gesättigten Alkohole völlig transparent.

Bei Vergleich der experimentellen Versuche stellt sich heraus, dass eine konzentrierte Lösung von Weinsäure das gleiche Spektrum besitzt, wie eine über 1000- oder 800 mal stärker verdünnte Lösung von Maleïn- oder Fumarsäure.

Aus all diesen Erwägungen scheint mir der Einfluss deutlich hervorzugehen, den die doppelte Bindung auf das Phänomen der Absorption der ultravioletten Strahlen ausübt; ich glaube sogar, dieser Einfluss hat einen hervorragenden Anteil am Phänomen selbst. Fernerhin geht aus den Studien über den ultraroten Teil hervor, dass die Verbindungen mit doppelter Bindung keine grössere Absorption als Verbindungen ohne dieselbe besitzen. Der Allyl-Alkohol hat dasselbe Spektrum wie der Äthyl-Alkohol. Der Einfluss ist also auf die ultraviolette Region beschränkt.

Auch für den sichtbaren Teil ist der optische Einfluss der doppelten Bindung eine sichere Thatsache. Es ist in der That bekannt, dass die Landoltsche Regel Einschränkungen erleidet. Gladstone hatte bereits gezeigt, dass viele Kombinationen der aromatischen

Serie oben genanntem Gesetz nicht folgen; Brühl entdeckte, dass im Benzol ein molekularer Refraktionsexzess vorhanden ist, der etwa dreimal der Vergrösserung entspricht, die durch eine doppelte Bindung zwischen Kohlenstoff und Kohlenstoff hervorgerufen wird. Auch die von Brühl aus seinen klassischen Arbeiten gezogenen Konsequenzen sind bekannt.

Der optische Einfluss der doppelten Bindung im ultravioletten Teil ist leicht sichtbar und man kann ihn sich mit dem starken Brechungsvermögen im sichtbaren Teil verbunden denken. Dies stimmt mit der Helmholtzschen Dispersionstheorie überein.

Die enorme Absorption und das Vorhandensein der Streifen — die Theorie erklärt sie als eine Resonanzerscheinung, die in den kleinsten Körperteilchen durch Ätherschwingungen hervorgerufen wird, welche dieselbe Periode besitzen, wie diejenige, in der die Teilchen ihre Schwingungen selber vollführen könnten — führen zu der Annahme, die doppelte Bindung könnte in den Molekeln eine Vibrationsperiode einleiten und bestimmen, entsprechend derjenigen der schnellsten ultravioletten Strahlen.

In Beziehung hierauf könnte man die Thatsache annehmen, dass die doppelte Bindung als eine Bindung zu denken ist, welche in der Molekel Elastizität und Kohäsion verändert; mit anderen Worten: sie schafft eine grössere Vibrationsbereitschaft mit bestimmten Perioden und hält die Molekel in einem Gleichgewichtszustand, in dem sie für die ultravioletten Strahlen resonanzfähig wird.

Ich glaube also, dass die Absorption überwiegend bestimmt wird durch die molekulare Konfiguration einerseits und durch die Natur der Bindungen andrerseits.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 9. Januar 1904.)

Über Methoden zur Messung strahlender Energie. (Auszug.)

Von E. L. Nichols und W. W. Coblentz.

Das Unzureichende der gewöhnlich angewandten Methoden zur Bestimmung der strahlenden Energie künstlicher Lichtstrahlen ist kürzlich von Ångström nachgewiesen worden. Er bestimmte die strahlende Energie der Acetylenflamme nach einer geistreichen Methode, bei welcher die ultrarote Strahlung von den leuchtenden Strahlen getrennt wird durch Einschaltung eines undurchlässigen Schirmes in das Spektrum; danach wird das Licht wieder vereinigt und mit der Totalenergie der Flamme verglichen. Ångström[1]) findet für die strahlende Energie der Acetylenflamme nach dieser vollkommen unabhängigen Methode den Wert 0,056, welcher etwas mehr als halb so gross ist wie derjenige, den Stewart und Hoxie mit einer ähnlichen Flamme unter Anwendung von Wasser- und Jodzellen gefunden haben.[2]) Er findet, dass alle bisher für Strahlungsenergie veröffentlichten Werte viel zu hoch sind, mit Ausnahme vielleicht der Angaben von Langley[3]), welcher sich der Methode bediente, die Energiekurve für eine Lichtquelle zu entwerfen und die Flächen des leuchtenden und des nichtleuchtenden Teiles durch Integration auszuwerten.

Eine neue Untersuchung des ultraroten Spektrums von Jod sowohl in fester Form als auch in Lösung, welche einer der Verfasser vorliegender Arbeit[4]) unternommen hat, zeigt das Ergebnis, dass die Annahme, welche der Anwendung von Jodlösungen zum Zwecke der Bestimmung der Korrektion, welche bei der durch die Wasserzelle durchgelassenen ultraroten Strahlung angebracht werden muss, zu Grunde liegt, ungerechtfertigt ist, die Annahme nämlich, dass Jodlösungen, welche hinreichende Konzentration besitzen, um die Strahlen des sichtbaren Spektrums vollständig zu absorbieren, im Ultrarot vollständig transparent seien. Unser Zweck bei der vorliegenden Arbeit ist, so scharf wie irgend möglich den Grad von Ungenauigkeit zu bestimmen den die übliche Methode zur Messung strahlender Energien in sich schliesst; in dieser Absicht haben wir die folgenden Messungen angestellt.

Strahlende Energie nach der Wasserzellenmethode.

Eine cylindrische Acetylenflamme eines Einlochbrenners wurde aufgestellt und die Ablenkung eines Nicholsschen Radiometers mit Steinsalzfenster notiert, wenn dasselbe der direkten Strahlung dieser Flamme ausgesetzt wurde, ferner, wenn eine Wasserzelle mit dünnen Glaswänden und einer 1 cm dicken Schicht destillierten Wassers zwischengeschaltet war, und endlich wenn eine Jodzelle hinter die Wasserzelle geschaltet war, so dass die Strahlen durch beide Zellen hindurchgehen mussten. Die Jodzelle war von denselben Dimensionen wie die Wasserzelle. Sie enthielt eine Lösung von Jod in Schwefelkohlenstoff von solcher Konzentration, dass der Faden einer Glühlampe, welche durch die Zelle hindurch betrachtet wurde, gerade auf dem Punkte stand zu er-

1) Ångström, diese Zeitschrift **3**, 257, 1902. Astrophysical Journal **16**, 223, 1902.
2) Nichols, Physical Review **11**, 215, 1900.
3) Langley, Philosophical Magazine **30**, 26, 1890.
4) W. W. Coblentz, Physical Review **16**, 35, 1903.

löschen. Das Ergebnis aus fünf Reihen von Ablesungen war folgendes:

Die von der Wasserzelle durchgelassene Energie wurde zu 2,306/15,300 = 0,1507 gefunden.

Das Verhältnis zwischen der durch beide Zellen hindurch gegangenen Strahlung und der durch die Wasserzelle allein gegangenen war 1,00/2,306 = 0,4337.

Die strahlende Energie der Flamme, nach der üblichen Weise berechnet, würde sein: 0,1507 (1—0,4337) = 0,086. Dieser Wert ist etwas kleiner als der, den Stewart und Hoxie für eine Flamme nach Naphey fanden, nämlich 0,105. Dass die Flamme des Napheybrenners im allgemeinen weisser ist als die des Einlochbrenners und daher mutmasslich eine höhere Temperatur und eine etwas höhere Strahlungsenergie besitzt, ist schon mit Hilfe einer spektroskopischen Untersuchung dieser Flammen gezeigt worden.[1])

Strahlungsenergie durch Integration der Energiekurve.

Die Energiekurve des Flammenspektrums wurde erhalten durch Anwendung eines Spiegelspektrometers mit Steinsalzprisma und durch Messung der Strahlungsintensität durch das ganze Spektrum mittels des Nicholsschen Radiometers. Diese Kurve der beobachteten Intensitäten wurde für die Änderungen der Spaltbreite korrigiert nach der Paschenschen Gleichung:

$$af(x) = F(x) - \tfrac{1}{6} F_1(x).$$

Ebenso wurde eine weitere Korrektion angebracht in Anbetracht des selektiven Charakters der Durchlässigkeit des Steinsalzfensters, welches sich für die kürzeren Wellenlängen als viel weniger durchlässig erwies als für die längeren.

Bei diesen Messungen des Spektrums wurde für eine jede Wellenlänge einer Serie ein Satz von drei Ablesungen erhalten: eine Ablesung für die Gesamtintensität des Spektrums an der in Frage stehenden Stelle, eine für die durch die Wasserzelle durchgelassene Strahlung, und eine für die durch die Jodzelle durchgelassene Strahlung. Dabei waren die beiden Zellen voneinander getrennt und nacheinander zwischen die Flamme und den Spektrometerspalt eingeschaltet. Die mit Hilfe eines Planimeters ausgeführte Integration der korrigierten Kurve gab als das Verhältnis der Fläche für die leuchtende Energie zu der für die Gesamtenergie den Wert 0,033.

Durchlässigkeit von Wasser und Jod.

Die Durchlässigkeit der Wasserzelle und der Jodzelle, wie sie sich aus den oben beschriebenen

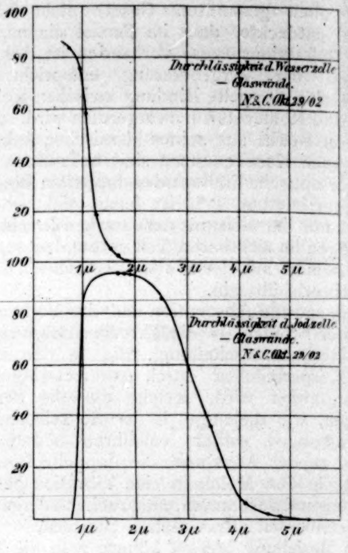


Fig. 1.

Ablesungen berechnet, zeigt Fig. 1, wo die Ordinaten die Prozente der Durchlässigkeit angeben.

Man sieht, dass die Wasserzelle weit davon entfernt ist, über das ganze Ultrarot hin undurchlässig zu sein, vielmehr bei der Wellenlänge 1 μ 67 Proz. durchlässt, und erst vollkommen undurchlässig wird, wenn die Wellenlänge 1,8 μ erreicht ist. Die Jodzelle, deren Funktion bei der Bestimmung von Strahlungsenergie auf der Annahme beruht, dass sie jegliche ultrarote Strahlung durchlasse, welche durch die Wasserzelle hindurchgeht, ist ebenfalls weit davon entfernt, diese Bedingung zu erfüllen; obschon nämlich der Übergang von der Undurchlässigkeit zur Durchlässigkeit sehr steil ist, so wird die Lösung doch vollkommen transparent erst, wenn die Gegend von 1,5 μ erreicht ist

Die genaue Bedeutung der durch die Methode der Wasserzelle erhaltenen Daten und das vollständige Versagen der Jodzelle als Korrektionsmittel für die Durchlässigkeit des Wassers im Ultrarot erhellt besser aus Fig. 2, wo ein Teil der Energiekurve für die Flamme wiedergegeben ist. Die durch die Wasserzelle durchgelassene Energie zeigt die mit „H_2O“ bezeichnete Kurve, und derjenige Teil der so durchgelassenen Energie, welcher durch die Jodzelle geht, wenn diese hinter die Wasserzelle geschaltet ist, wird durch die mit „H_2O + Jod“ bezeichnete Kurve angegeben. Diese

1) Nichols, Journ. of Franklin Inst. **150**, 350, 1900.

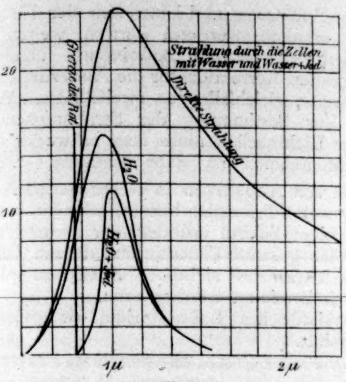


Fig. 2.

Kurven zeigen deutlich, welch grossen Fehler die Anwendung der Jodzelle mit sich bringt, und sie führen uns dazu, dieselbe beim Studium von Strahlungsenergien ganz zu verwerfen.

Eine Integration der Fläche für die leuchtende Energie und für die gesamte Energie, welche von der mit „H_2O" bezeichneten Kurve eingeschlossen wird, zeigt, dass von der durch die Wasserzelle hindurchgelassenen Energie nur etwa ein Sechstel — genauer 0,174 — auf das sichtbare Spektrum entfällt. Ein Vergleich der Fläche, welche die durch die Wasserzelle durchgelassene leuchtende Energie misst, mit der Fläche, welche die gesamte leuchtende Energie der Flamme darstellt, zeigt, dass der Verlust an leuchtender Energie durch Reflektion und beim Durchgang durch diese Zelle sich auf 13 Proz. beläuft. Die genaue Bestimmung dieses Verhältnisses mittels des Radiometers ist einigermassen schwierig wegen der kleinen Ablenkungen, die man im sichtbaren Spektrum erhält; es wurden deshalb, um dasselbe zu kontrollieren, zwei einander ähnliche Acetylenflammen an den Enden einer Photometerbank aufgestellt und ihr Intensitätsverhältnis bestimmt. Die Wasserzelle wurde dann vor eine von ihnen gestellt und die Messung wiederholt. Die so gemessene Durchlässigkeit der Wasserzelle ergab sich zu 0,87, einem Werte, der sich in Übereinstimmung befindet mit dem durch die Integration der Kurven erhaltenen. Die Berechnung der strahlenden Energie der Flamme aus den erhaltenen Daten durch Integration dieser Kurven ergiebt: $0{,}1507 \times 0{,}174/87 = 0{,}030$, einen Wert, der etwas kleiner ist als der aus der Integration der Energiekurve selbst erhaltene.

Diese beiden Werte für die strahlende Energie sind überraschend niedrig. Die Methode der Integration der Energiekurve zur Bestimmung des Verhältnisses der leuchtenden Energie zur Gesamtenergie scheint auf den ersten Anblick die direkteste zu sein, und daher geeignet, den besten Wert zu liefern. Unglücklicherweise ist sie aber beträchtlichen Fehlern unterworfen, die von der Schwierigkeit herrühren, die geeigneten Korrektionen für Änderungen der Spaltbreite im sichtbaren Gebiet anzubringen. Die Radiometerausschläge für dieses Spektralgebiet sind immer klein, und die Änderung der Spaltbreite, in Wellenlängen gemessen, erleidet den schnellsten Wechsel beim Übergang aus dem sichtbaren Spektrum ins unsichtbare. Unsicherheiten, betreffend die Neigung der Dispersionskurve des Prismas, welche scheinbar unbedeutend sind, beeinflussen die Ordinaten der korrigierten Energiekurve in diesem Gebiet sehr erheblich. Glücklicherweise haben wir die Mittel, die Genauigkeit der Ergebnisse in diesem Falle zu prüfen, indem wir das Verhältnis der Fläche der Kurve für die gesamte Durchlässigkeit der Wasserzelle zu der Fläche der Energiekurve für die Gesamtenergie vergleichen mit dem entsprechenden Verhältnis, welches man erhält aus der Messung der Ablenkungen durch die unbeeinträchtigte und unzerlegte Strahlung der Flamme und Vergleichung derselben mit den Ablenkungen, welche hervorgebracht werden, wenn die Wasserzelle in den Strahlengang eingeschaltet wird. Das Verhältnis der Flächen nach der Integration ist 1,528, während das nach der letzteren Methode gewonnene, wie wir sahen, 1,507 ist. Die nahe Übereinstimmung zwischen diesen Werten ist geeignet, Vertrauen in die thatsächliche Genauigkeit der beiden Methoden zu geben.

Eine Erklärung für den niedrigen Wert für die Energie dieser Flamme kann in dem eigentümlichen Charakter ihrer Energiekurve gefunden werden. Die Emissionsbande bei 4,4 μ wurde aussergewöhnlich breit gefunden; die Fläche für den Bereich zwischen 4,0 μ und 4,9 μ ist nämlich 0,192 der ganzen Kurvenfläche. Eine Integration der entsprechenden Fläche einer Kurve für eine cylindrische Flamme, die von G. W. Stewart gemessen und nach der Paschenschen Gleichung korrigiert worden war, giebt für das entsprechende Gebiet eine Fläche von 0,0948 verglichen mit der Gesamtfläche der Kurve. Die strahlende Energie der Stewartschen Flamme, wie sie sich durch Integration des leuchtenden Gebietes und der Gesamtfläche ergab, beträgt 0,040.

Das Vorhandensein einer sehr kräftigen Emissionsbande bei der Wellenlänge 4,4 μ ist charakteristisch für Bunsenflammen, wie man aus der von Stewart[1]) in seiner Arbeit über das Spektrum der Acetylenflamme angegebenen Kurve ersieht. Die sehr breite Emissionsbande

1) Stewart, Physical Review **13**, 272, 1901.

im Falle der Flamme, an der die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Messungen angestellt wurden, zeigt wahrscheinlich an, dass die Luftzuführungen im Brenner zu gross waren gegen die Öffnung, durch welche das Acetylengas die Brennermündung erreichte.

Eine Reduktion der Acetylenzufuhr durch teilweises Verstopfen der Öffnung würde dahin führen, die Flamme in eine Bunsenflamme zu verwandeln und ihre strahlende Energie herabzusetzen. Messungen des Flammenspektrums dieses besonderen Brenners, welche an verschiedenen Tagen gemacht wurden, zeigen, dass die Intensität der Bande innerhalb weiter Grenzen variiert. Das Verhältnis der Ablenkung an der Spitze dieser Bande zu der im Maximum der Energiekurve war am 26. April 0,40; am 29. Oktober — dem Tage, an welchem die Ablesungen gemacht wurden, nach denen die Kurve in Fig. 1 gezeichnet ist — betrug es 0,76; am 8. November 0,50 und am 13. Dezember 0,59.

Messungen mit der Wasserzelle zu einer Zeit, wo das Verhältnis einen Wert von 0,50 hatte, ergaben für das Verhältnis der durchgelassenen zur direkten Strahlung 0,200 gegenüber dem Werte 0,150 in der Tabelle I. Die strahlende Energie war an jenem Tage — vorausgesetzt, dass das Verhältnis der Durchlässigkeiten der Wasserzelle für leuchtende und gesamte Strahlung sich nicht merklich geändert hatte — $0,174 \times 0,20/0,87 = 0,040$. Dieser Wert ist identisch mit dem aus der Integration der Kurve für die Stewartsche Flamme erhaltenen.

Schlussfolgerungen.

Die in der vorliegenden Arbeit verzeichneten Beobachtungen zeigen zur Genüge, welch erhebliche Korrektion angebracht werden muss an dem Wert für das Verhältnis zwischen der durch eine Wasserzelle durchgelassenen Energie und der Gesamtstrahlung, wenn es sich darum handelt, einen genauen Wert für die Strahlungsenergie irgend einer Lichtquelle zu erhalten; sie zeigen auch die Wertlosigkeit der Methode, diese Korrektion durch eine Jodzelle zu bestimmen. Es ist klar, dass der Faktor, mit dem dies Verhältnis multipliziert werden muss, sich mit der strahlenden Energie ändern wird, und während die Natur dieser Änderung vielleicht verhältnismässig einfach ist im Falle von Lichtquellen, bei denen das Licht von glühendem Kohlenstoff ausgeht, kann der Wert der Korrektion für andere Strahlungsquellen erst bestimmt werden, wenn wir genaue Kenntnis haben von dem Charakter des ultraroten Spektrums. Für die Erforschung solcher Lichtquellen sind Bestimmungen der von der Wasserzelle durchgelassenen Energie ohne Bedeutung. Ergebnisse, welche durch Untersuchung des ganzen Spektrums und Entwerfen der Energiekurve erhalten werden, dürften wegen der Schwierigkeit bei der Anbringung einer befriedigenden Korrektion für die Änderungen der Spaltbreite, gleichfalls von zweifelhaftem Werte sein. Zur Bestimmung der Strahlungsenergie solcher Lichtquellen muss man entweder seine Zuflucht nehmen zu einer Methode, welche auf den von Ångström in seiner neuen Arbeit angewandten Prinzipien beruht, oder man muss irgend einen Schirm erfinden, der undurchlässig ist für das gesamte Ultrarot, und dessen Durchlässigkeit für das sichtbare Spektrum photometrisch bestimmt werden kann.

Physikalisches Laboratorium der Cornell-Universität.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 2. Februar 1904.)

Zur Frage der „optischen Resonanz" fein zerteilter Metalle.

Von F. Pockels.

In letzter Zeit sind die eigentümlichen optischen Eigenschaften von Metallen in sehr feiner Verteilung, wie man sie durch Kathodenzerstäubung (von *Au, Pt*) oder Sublimation (von *K, Na, Li*) als Niederschläge auf Glas, ferner in photographischen Films, sowie auch in den sogenannten kolloidalen Metalllösungen herstellen kann, vielfach Gegenstand der Untersuchung gewesen.[1]) Die Erscheinungen, um welche es sich dabei handelt, sind einerseits diffuse Reflexion des Lichtes, ähnlich derjenigen in „trüben Medien", andererseits selektive Absorption des durchgehenden Lichtes, die in manchen Fällen zu glänzenden Farbenerscheinungen Anlass giebt. Zu ihrer Erklärung nehmen die unten genannten Beobachter an, dass die sehr kleinen Metallteilchen, die dabei als nahe kugelförmig vorausgesetzt werden, als elektrische Resonatoren auf die einfallenden Lichtwellen wirken, also Schwingungen von einer ihrer Eigenschwingung gleichen Periode allseitig zerstreuen und dementsprechend im durchgehenden Lichte schwächen. In den folgenden Zeilen möchte ich nun auf gewisse Bedenken hinweisen, welchen nach meiner Ansicht diese Erklärung und um so mehr die aus derselben über die Teilchengrösse gezogenen Folgerungen unterliegen.

Ich wende mich zunächst zu den Beobachtungen von Ehrenhaft an Metallkolloiden,

1) R. W. Wood, Proc. Phys. Soc. London **18** (2), 166, (3), 276, 515, 1902; Phil. Mag. **4**, 426, 1902; diese Zeitschr. **4**, 338, 1903. J. Kossonogoff, diese Zeitschr. **4**, 208, 1903. F. Ehrenhaft, Ann. der Physik **11**, 489, 1903. F. Kirchner, Ann. der Physik **13**, 239, 1904.

bei denen die Verhältnisse wohl einfacher liegen, als bei den Niederschlägen in dünnen Schichten, und insbesondere die Annahme kugelförmiger Teilchen mehr Berechtigung haben dürfte. Ehrenhaft hat zunächst das aus Lösungen von kolloidalem Silber, Gold, Platin und Kupfer (?), die nach dem Bredigschen Zerstäubungsverfahren[1]) hergestellt waren, bei Beleuchtung mit unpolarisiertem weissem Licht diffus reflektierte Licht auf seine Polarisation untersucht und gefunden, dass der Anteil an (in der Einfallsebene) polarisiertem Lichte am grössten ist in Richtungen, welche mit derjenigen der einfallenden Strahlen Winkel von nahe 60^0 bilden. Da nun J. J. Thomson[2]) durch eine strenge theoretische Behandlung des Problems gefunden hat, dass ebene elektromagnetische Wellen durch sehr gut leitende Kugeln von gegen die Wellenlänge kleinem Radius in der Weise zerstreut werden, dass in den unter 60^0 gegen die einfallende Wellennormale geneigten Richtungen vollständige Polarisation auftritt, so zieht Ehrenhaft aus jenen Beobachtungen die Folgerung, dass die „kolloidalen Lösungen" thatsächlich Suspensionen sehr kleiner metallischer Teilchen sind, welche er stillschweigend als kugelförmig voraussetzt. Die Thomsonsche Rechnung setzt nun zweierlei voraus: 1. die Kugeln müssen so gut leitend sein, dass im Innern der Verschiebungsstrom gegen den Leitungsstrom zu vernachlässigen ist, und dass

$$\frac{(2\pi)^2 a^2}{T \quad \sigma},$$

wo T die Schwingungsdauer der einfallenden Wellen, a den Kugelradius, σ den spezifischen Widerstand in absolutem, elektromagnetischem Masse bezeichnet, sehr gross gegen 1 ist (l. c. p. 444; Phil. Mag. **38**, 455, 1894); 2. der Kugelradius muss klein sein gegen $\frac{\lambda'}{2\pi}$, unter $\lambda' = \frac{\lambda}{n}$ die Wellenlänge der einfallenden Wellen in dem die Kugeln umgebenden Dielektrikum verstanden; 3. die gegenseitigen Abstände der Kugeln müssen sehr gross gegen ihren Radius sein. Letzteres trifft für die Metallkolloide zweifellos zu. Es fragt sich aber, ob die ersten beiden Voraussetzungen im vorliegenden Falle, wo es sich um mittlere Lichtwellen handelt, T also von der Grössenordnung 2.10^{-15} ist, überhaupt gleichzeitig erfüllt sein können. Ehrenhaft findet, dass dies der Fall sei, indem er für σ den für stationäre elektrische Strömung gültigen spezifischen Widerstand der betreffenden Metalle einsetzt. Dies ist aber unbedingt unzulässig, denn bekanntlich ergiebt die elektromagnetische Lichttheorie, wenn man diese Annahme einführt, für die Metalle weit grössere Absorptionskoeffizienten für Lichtwellen, als ihnen nach den optischen Beobachtungen wirklich zukommen.[1]) Man muss also annehmen, dass die Leitfähigkeit der Metalle für Wechselströme, deren Periode die Grössenordnung der Lichtschwingungsdauer hat, ausserordentlich vermindert ist (was sich bekanntlich durch die Vorstellung, dass die Leitung durch die Verschiebung mit Trägheit behafteter Ionen oder Elektronen zustande kommt, erklären lässt). Diesen Wert der Leitfähigkeit, der sich aus dem optischen Absorptionsindex $\varkappa$ und Brechungsindex n nach der Formel

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{n^2 \varkappa}{T \cdot 9} \cdot 10^{20}$$

berechnen lässt, muss man nun bei dem vorliegenden Problem, wo es sich ja um das Verhalten der Metallkugeln gegen Lichtwellen handelt, zu Grunde legen. Er beträgt beispielsweise für Gold (für *Na*-Licht) $0{,}55.10^{-6}$, während dessen Leitfähigkeit für stationären Strom $= 0{,}477.10^{-3}$ ist. Demnach ergiebt sich der Wert der Grösse $\frac{\sqrt{T\sigma}}{2\pi}$, welche in der Thomsonschen Theorie als klein gegen a vorausgesetzt wird, hier (für gelbes Licht) etwa gleich 10^{-5} cm, d. i. etwa $\frac{1}{6}$ der Lichtwellenlänge, und es müssten folglich, damit die Thomsonsche Voraussetzung 1 erfüllt wäre, die Goldteilchen einen gegen $\frac{1}{6}\lambda$ grossen Radius haben — im Widerspruch mit der zweiten Voraussetzung, nach welcher ihr Durchmesser noch klein gegen $\frac{1}{2\pi}\lambda'$ oder, da der Brechungsindex des umgebenden Mediums (Wasser) hier ca. $\frac{4}{3}$ ist, gegen $\frac{\lambda}{8}$ sein müsste. Ähnlich liegen die Verhältnisse bei den anderen in Betracht kommenden Metallen. Man wird also, da die Voraussetzungen der Thomsonschen Theorie nicht zutreffen, auf die Übereinstimmung der von Ehrenhaft beobachteten mit den von Thomson berechneten Polarisationsverhältnissen des diffus reflektierten Lichtes keine sicheren Schlüsse über die Natur der in den kolloidalen Metalllösungen enthaltenen Teilchen gründen können.

Es ist noch darauf hinzuweisen, dass die Thomsonsche Theorie eine ganz bestimmte Farbenzusammensetzung des aus weissem Lichte hervorgehenden diffusen Lichtes fordert, und

1) G. Bredig, Anorganische Fermente, Leipzig 1901.
2) J. J. Thomson, Recent Researches in Electricity and Magnetism. §§ 369—378.

1) Vergl. P. Drude, Lehrbuch der Optik, II, Kap. IV, § 3, Kap. V, § 4.

zwar dieselbe, wie sie schon Lord Rayleigh für gewöhnliche „trübe Medien" berechnet und mit dem Blau des Himmels im wesentlichen übereinstimmend gefunden hat. Nun sagt allerdings Ehrenhaft nichts über die Farbe des von den kolloidalen Metalllösungen zerstreuten Lichtes; aber Threlfall, der ähnliche Beobachtungen an einer roten kolloidalen Goldlösung anstellte[1]) — (wobei er übrigens das Polarisationsmaximum unter 90^0 fand —), giebt an, dass das diffus reflektierte Licht grün gewesen sei. Ebenso beobachtete Wood an feinen, durch Kondensation im Vakuum erhaltenen Niederschlägen von metallischem *Na*, *K* und *Li* diffuse Reflexion in verschiedenen anderen Farben, z. B. grün. — Natürlich müsste, wenn die fein verteilten Metalle lediglich als trübe Medien wirkten, das durchgelassene Licht auch die an solchen beobachtete orangerote — zu dem diffus reflektierten Blau komplementäre — Farbe aufweisen. Statt dessen erscheinen die kolloidalen Lösungen von *Ag*, *Au*, *Pt* im durchfallenden Lichte braun bis rot, die von Wood (und Kossonogoff) untersuchten Metallniederschläge in verschiedenen glänzenden Farben, und zwar sind bei letzteren scharf begrenzte schmale Absorptionsbänder, bei den Lösungen von *Au* und *Ag* ebenfalls ausgesprochene Maxima der Absorption (beim *Au* im Grün, beim *Ag* im Violett oder Ultraviolett) vorhanden; die kürzlich von Kirchner untersuchten entwickelten Lippmannschen *Ag*-Emulsionen zeigen ebenfalls verschiedene Farben, aber viel flacher verlaufende Absorptionskurven.

Diese selektive Absorption, der nach den Beobachtungen von Wood eine selektive Reflexion der komplementären Farbe entspricht, soll nun nach Ansicht der genannten Autoren die Wirkung einer Resonanz der Metallteilchen auf die elektrischen Schwingungen der einfallenden Lichtwellen sein. Auf Grund dieser Annahme berechnet Ehrenhaft die Radien a der als Kugeln vorausgesetzten Teilchen, indem er die von J. J. Thomson[2]) aufgestellte Formel für die Schwingungsdauer T_1 der einfachsten axial symmetrischen Eigenschwingung einer sehr gut leitenden Kugel benutzt:

$$(1) \qquad T_1 = \frac{4\pi n a}{V\sqrt{3}},$$

welche einer Wellenlänge in Luft:

$$(2) \qquad \lambda_1 = n\lambda'_1 = \frac{4\pi n}{\sqrt{3}} a$$

entspricht. Letztere Gleichung ergiebt im Falle von in Wasser suspendierten Teilchen

$$a = 0{,}103\,\lambda_1,$$

wonach Ehrenhaft den Kugelradius beispielsweise für die Goldlösungen, welche das Absorptionsmaximum bei $\lambda = 490—520\,\mu\mu$ hatten, gleich etwa $50\,\mu\mu$ findet.[1])

1) Threlfall, Phil. Mag. **38**, 448, 1894.
2) J. J. Thomson, Recent Researches, §§ 308—312.

Man sieht hieraus, dass für Lichtwellen, auf welche die Metallteilchen als Resonatoren wirken könnten, das Verhältnis $\frac{2\pi a n}{\lambda}$ den Wert $\frac{\sqrt{3}}{2} = 0{,}866\ldots$ hätte (in Wirklichkeit sogar einen noch grösseren, da das Maximum der Resonanz für eine kleinere Wellenlänge als λ_1 eintritt, wie weiter unten gezeigt wird). Dieses Verhältnis muss aber, wenn zugleich auf die Polarisation des diffus reflektierten Lichtes die Thomsonsche Rechnung anwendbar sein soll, so klein sein, dass sein Quadrat gegen 1 vernachlässigt werden kann. Das ist aber bei obigem Werte nicht der Fall; also ist es nicht zulässig, wie Ehrenhaft es thut, gleichzeitig die selektive Absorption der kolloidalen Lösungen durch Resonanz zu erklären und die Thomsonsche Theorie der diffusen Reflexion auf sie anzuwenden.

Abgesehen von diesem Bedenken, — welches vielleicht eine Abschwächung erfahren könnte, wenn sich etwa aus den strengen, sehr komplizierten Thomsonschen Formeln auch noch für die oben angegebene, von Ehrenhaft berechnete Teilchengrösse ein Maximum der Polarisation in einer unter annähernd 60^0 gegen die einfallenden Strahlen geneigten Richtung ableiten liesse[2]) — unterliegt die Anwendung der Thomsonschen Formel für die Eigenschwingungsdauer demselben Einwand, welcher oben schon gegen die Heranziehung seiner Theorie der Zerstreuung an sehr kleinen Kugeln geltend gemacht wurde, dass man nämlich für die Leitfähigkeit der Metallteilchen hier nicht mehr den grossen für stationären Strom gültigen Wert annehmen darf, und dass demzufolge die auch bei der Berechnung der Eigenschwingungen vorausgesetzte Bedingung 2 nicht mehr erfüllt ist. Aber selbst wenn man letzteres noch zugeben wollte, oder wenn die verminderte Leitfähigkeit nur eine Änderung von T_1 zur Folge haben sollte[3]), so erscheint die Er-

1) Kossonogoff nimmt, ohne sich auf die Theorie zu beziehen, an, dass in den farbigen Metallniederschlägen der Kugeldurchmesser etwa gleich der halben Wellenlänge des einfallenden Lichtes sei, welche Grössenordnung auch seine mikroskopischen Beobachtungen ergeben haben sollen.

2) J. J. Thomson hat gezeigt, dass bei wachsendem Durchmesser der das Licht zerstreuenden Kugeln die Richtungen maximaler Polarisation gegen die zum einfallenden Licht senkrechte Ebene hinrücken; jedenfalls müsste also der betreffende Winkel grösser als 60^0 gefunden werden, nur ist nicht leicht zu übersehen, um wieviel.

3) Jene Bedingung kommt darauf hinaus, dass die elektrischen Kraftlinien des Aussenraums die Kugeloberfläche senkrecht treffen. Dies ist aber auch bei einer nichtleitenden Kugel von sehr grosser Dielektrizitätskonstante der Fall, und in der That findet man für eine solche die gleiche Schwingungsdauer und Dämpfung; für eine Wasserkugel z. B. würde T_1 von obigem Werte nur wenig verschieden (etwas

klärung der beobachteten selektiven Absorption als Resonanzwirkung kugelförmiger Metallteilchen auch an und für sich deshalb unmöglich, weil die durch die Ausstrahlung bedingte Dämpfung der elektrischen Eigenschwingungen leitender Kugeln viel zu gross ist, um noch eine deutliche Resonanz zustande kommen zu lassen.[1]) Die J. J. Thomsonsche Theorie (l. c. p. 370) ergiebt nämlich für das Dämpfungsverhältnis ε, d. h. das Verhältnis der Abnahme der Amplitude der elektrischen oder magnetischen Kraft an einer bestimmten Stelle des Raumes während einer ganzen Schwingung, bei der (von Ehrenhaft allein in Betracht gezogenen) ersten Eigenschwingung (bei welcher das Feld in grösserer Entfernung von der Kugel mit dem eines schwingenden elektrischen Dipols übereinstimmt, und für welche die Schwingungsdauer durch (1) gegeben ist) den Wert

$$\varepsilon = e^{-\frac{2\pi}{\sqrt{3}}} = \text{etwa } \frac{1}{35}. \tag{3}$$

Berechnet man nun vergleichsweise die erzwungene Schwingung eines linearen Resonators, welcher nur die eine, durch obiges T_1 und ε charakterisierte Eigenschwingung besässe, so findet man nur eine geringe Abhängigkeit ihrer Intensität von der Schwingungsdauer der erregenden Welle, derart, dass dieselbe z. B. für Schwingungsdauern gleich $^4/_3$ und $^2/_3$ von derjenigen maximaler Resonanz noch etwa 0,75 bezw. 0,6 ihres Maximalwertes betrüge.[2]) Für den von uns betrachteten kugelförmigen Resonator ist das Resonanzproblem allerdings weniger einfach, da, wenn er in das Feld einer ebenen elektromagnetischen Welle gebracht wird, ausser der oben charakterisierten Schwingungsart noch unendlich viele andere erregt werden. Demgemäss sind die Formeln, welche J. J. Thomson für die dann von der Kugel ausgehenden Wellen gegeben hat, und aus denen man eigentlich die Gesamtenergie jener Wellen zu berechnen hätte, in dem hier vorliegenden allgemeinen Falle, wo die Wellenlänge der einfallenden Welle weder sehr gross noch sehr klein gegen den Kugeldurchmesser ist, überaus kompliziert. Berücksichtigt man aber nur denjenigen Anteil der erzwungenen Schwingung, welcher vom Typus der ersten Eigenschwingung ist, d. h. bei welchem die magnetischen Kraftlinien konzentrische Kreise in den zur elektrischen Feldrichtung Z der erregenden Wellen senkrechten Ebenen sind und die magnetische Feldstärke in grosser Entfernung r vom Kugelmittelpunkt mit

$$\frac{\sin(Z, r)}{r} \cos 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda'} - \delta\right)$$

proportional ist, so ergiebt sich aus den Thomsonschen Formeln (l. c. § 376), dass die Intensität der von der Kugel ausgesandten Welle in ihrer Abhängigkeit von der Wellenlänge λ' der erregenden Welle und dem Kugelradius a gegeben wird durch die Funktion

$$\mathfrak{J} = a^2 \frac{[(\xi^2 - 1)\sin\xi + \xi\cos\xi]^2}{\xi^2(\xi^4 - \xi^2 + 1)}, \tag{4}$$

wo $\xi = \frac{2\pi a}{\lambda'}$ gesetzt ist.

Hieraus folgt, dass maximale Resonanz einträte für $\xi \doteq$ ca. 1,1 oder für die Wellenlänge (im umgebenden Medium)

$$\bar{\lambda}' = 5{,}7\,a,$$

die beträchtlich kleiner ist, als die der Eigenschwingung entsprechende[1])

$$\lambda'_1 = \frac{4\pi}{\sqrt{3}}\,a = 7{,}25\,a;$$

und ferner, dass an den Grenzen des Intervalls von $\lambda' = \frac{2}{3}\bar{\lambda}'$ bis $\frac{4}{3}\bar{\lambda}'$ die Intensität noch 0,5 bezw. 0,68 ihres Maximalwertes betrüge, also, wenn die maximale Resonanz etwa in der Mitte des sichtbaren Spektrums läge, bis zu dessen Grenzen nur ein geringer Abfall der relativen (auf die Intensität des einfallenden Lichtes bezogenen) Intensität der von der Kugel zerstreuten Wellen stattfände. Diese letztere Intensität ist aber auch massgebend für die Absorption der ursprünglichen Welle. Eine scharfe selektive Reflexion und Absorption, so wie sie von Wood beschrieben ist, ist also durch die angenommene Resonanz nicht zu erklären. An diesem Resultat kann auch dadurch, dass in Wirklichkeit ausser dem hier betrachteten Schwingungstypus noch eine Reihe anderer — übrigens wahrscheinlich wesentlich schwächer — erregt werden, kaum etwas geändert werden; im Gegenteil wird, da deren Resonanzmaxima an anderen Stellen liegen, hierdurch vermutlich noch ein Ausgleich der Resonanzkurve bedingt werden.

grösser) sein, solange die Dielektrizitätskonstante etwa 80 beträgt.

1) Um so mehr wird dies für die analogen Schwingungen einer nichtleitenden Kugel gelten. In der That lässt sich zeigen, dass die Dämpfung bei Annäherung der Dielektrizitätskonstante der Kugel an die des umgebenden Mediums unendlich gross wird. Die Annahme „optischer Resonanz" dielektrischer Teilchen, wie sie von Kossonogoff (diese Zeitschr. **4**, 209, 519, 1903) zur Erklärung der Farben der Schmetterlingsflügel und von A. Bock (diese Zeitschr. **4**, 339 und 404, 1903) für die Wassertröpfchen farbiger Dampfstrahlen gemacht wird, ist also noch weniger berechtigt, als die analoge Annahme für metallische Teilchen.

2) Die betreffenden Formeln findet man z. B. in Voigts „Kompendium der theoret. Physik", Bd. II, S. 406, entwickelt. Dieselben gelten (abgesehen von dem oben willkürlich angenommenen Wert von ε) annähernd auch noch für einen geradlinigen Draht in einem periodischen elektrischen Felde, da dessen nächste Oberschwingung von der Grundschwingung weit entfernt liegt ($T_2 = 3\,T_1$).

1) Es ist also auch nicht richtig, wenn Ehrenhaft bei seiner Berechnung des Kugelradius annimmt, dass die stärkste Resonanz für die Wellenlänge der Eigenschwingung eintritt.

Wenn bei den Versuchen von Garbasso, Aschkinass und Schäfer[1]), auf welche sich Wood und Kirchner berufen, mittels künstlich hergestellter Resonatorensysteme selektive Reflexion und Absorption elektrischer (Hertzscher) Wellen nachgewiesen werden konnte, und wenn Analoges anscheinend auch noch für Wärmestrahlen von der Wellenlänge 23,7 μ gelungen ist[2]), so kann dies nichts für die Resonanz der durch Zerstäubung etc. fein verteilten oder kolloidal gelösten Metalle auf Lichtwellen beweisen. Denn bei jenen Versuchen handelte es sich um Schwingungsperioden, für welche den Metallen noch ihre normale hohe Leitfähigkeit zukommt, und um Resonatoren von gegen ihre Länge kleinen Querdimensionen (Drähte oder schmale Stanniolstreifen), welche sehr viel geringere Strahlungsdämpfung besitzen, als die Kugel.[3]) Man könnte daran denken, dass bei den von Wood und Kossonogoff untersuchten, durch Zerstäubung erhaltenen Metallschichten die Metallteilchen solche gestreckte Gestalt mit Längsdimensionen von der Grössenordnung einer halben Licht-Wellenlänge hätten und daher eher als optische Resonatoren wirken könnten. Indessen fand Wood die durch Resonanz zu erklärenden Erscheinungen gerade am ausgeprägtesten bei den durch Kondensation im Vakuum gebildeten Beschlägen der Alkalimetalle, bei denen eine solche gestreckte Gestalt der Teilchen nicht gut denkbar ist; und andererseits trifft die von Wood und Kossonogoff als Hauptargument für die Resonanzhypothese angeführte Farbenänderung der Beschläge beim Befeuchten mit einer Flüssigkeit in dem Sinne, welcher nach der Resonanz-Theorie aus der Formel (1) für T_1 folgen würde, gerade bei den durch Kathodenzerstäubung hergestellten Beschlägen nach Wood keineswegs immer zu. Auch dürfte jene Farbenänderung sehr wohl in anderer Weise zu erklären sein, z. B. unter der Annahme, dass Interferenz mit im Spiele ist, durch den Einfluss des umgebenden Mediums auf die Phasenänderung bei der Metallreflexion.

In der That spricht manches, wie z. B. die Änderung der reflektierten Farben mit dem Einfallswinkel und die Wahrnehmung Woods, dass für die auftretende Farbe mehr der Abstand, als die Grösse der mikroskopisch sichtbaren Teilchen massgebend ist, dafür, dass bei der Entstehung der Farben der fraglichen Metallbeschläge Interferenz und Beugung die Hauptrolle spielen. Zu einer befriedigenden Erklärung der Erscheinungen bedarf es jedoch wohl noch weiterer Beobachtungen.

Wenn ich also aus den im vorstehenden dargelegten Gründen die Erklärung der in Rede stehenden Erscheinungen an fein verteilten Metallen durch „optische Resonanz" für sehr unwahrscheinlich und eine darauf gegründete Berechnung der Teilchengrösse für unzulässig halte, so meine ich dabei, wie ich noch besonders hervorheben möchte, nur diejenige Resonanz, wobei die ganzen Metallteilchen als Resonatoren wirken würden. Dagegen will ich natürlich in keiner Weise die Zulässigkeit der Annahme intramolekularer Resonanz[1]) bestreiten, wie sie in der modernen Weiterbildung der elektromagnetischen Lichttheorie zur Erklärung der anomalen Dispersion und selektiven Absorption herangezogen wird.

1) Garbasso, Atti Torino **28**, 816, 1893. Garbasso und Aschkinass, Wied Ann. **53**, 534, 1894. Aschkinass und Schäfer, Ann. d. Phys. **5**, 489, 1901.

2) Rubens und Nichols, Wied. Ann. **60**, 456, 1897.

3) Aus der von M. Abraham (Wied. Ann. **66**, 435, 1898) durchgeführten Theorie der Eigenschwingungen eines sehr gut leitenden Rotationsellipsoids folgt beispielsweise für ein solches, dessen polare Achse die 10 fache Länge der äquatorialen besitzt, das Dämpfungsverhältnis der Grundschwingung $\varepsilon = 0{,}444$, und daraus findet man für die erzwungenen Schwingungen eines solchen „linearen" Resonators einen Intensitätsabfall bis auf 0,161 bezw. 0,086 des Maximalwertes in den Schwingungsintervallen von $\overline{T}_1$ bis $\frac{4}{3}\,\overline{T}_1$ bezw. $\frac{2}{3}\,\overline{T}_1$, also eine viel deutlicher ausgeprägte Resonanz, als bei der Kugel.

1) Diesen Unterschied übersieht Kirchner, wenn er a. a. O. auf die von ihm angenommene Resonanz der Silberteilchen in Lippmannschen Platten die Theorie der selektiven Absorption von Planck (Berliner Sitzungsber. 1903, S. 480) anwenden will. Planck setzt ausdrücklich Resonatoren voraus, die sehr geringe Dämpfung haben, und deren Dimensionen sehr klein gegen die Wellenlänge ihrer (einzigen) Eigenschwingung sind.

Heidelberg, Anfang Februar 1904.

(Eingegangen 10. Februar 1904.)

Bemerkung zu Herrn E. Hertzsprungs „Vergleich einiger spektralphotometrischen Resultate".[1])

Von O. Tumlirz.

Herrn Hertzsprung ist es entgangen, dass ich schon vor fünfzehn Jahren diejenigen Energien, welche den einzelnen Spektralbezirken der Hefnerlampe zukommen, auf indirektem Wege bestimmt habe[2]), indem ich von den Werten ausging, welche Langley (Energie and Vision, S. 3, 1888) aus einigen Tausend Beobachtungen bei hohem Sonnenstande und zwar bei einer mittleren Zenithdistanz von 30° für die Verteilung der Energie im Normalspektrum der Sonne erhalten hatte, und bei derselben mittleren Zenithdistanz und bei möglichst heiterem Himmel in dreissig Versuchsreihen die einzelnen Spektralbezirke der Hefnerlampe mit den entsprechenden Spektralbezirken der Sonne verglich. Auf diese Weise erhielt ich die folgenden relativen Intensitäten:

1) Diese Zeitschr. **5**, 34, 1904.

2) O. Tumlirz, Sitzber. der k. Akad. d. Wiss. zu Wien, math.-naturw. Kl. **98**, Abth. IIa, Juli 1889.

$\lambda(\mu)$ =	0,702,	0,656,	0,617,	0,589,	0,560,	0,536,	0,518,
	63,4,	51,2,	41,0,	31,0,	22,4,	15,5,	11,6,
$\lambda(\mu)$ =	0,500,	0,486,	0,473,	0,462,	0,452,	0,441.	
	8,3,	5,9,	4,4,	3,3,	2,9,	2,3.	

Aus diesen Relativzahlen und aus dem mechanischen Lichtäquivalent habe ich dann die Energien berechnet, welche die einzelnen Spektralbezirke der Hefnerlampe wirklich besitzen. Ich habe diese Messungen im Juni und in der ersten Hälfte des Monats Juli 1889 ausgeführt.

Herr Hertzsprung benutzt zwei Versuchsreihen, welche Fr. Else Köttgen in der ersten Hälfte des Monats August 1893 durchgeführt hat.[1]) Bei diesen Versuchen war aber der Himmel nicht ganz heiter. Fr. Else Köttgen schreibt darüber selbst a. a. O. S. 808: „An dem ersten Beobachtungstag musste die Beobachtung abgebrochen werden, ehe in der Region von 450 $\mu\mu$ beobachtet worden war, weil die Sonne hinter den Wolken verschwand. Es wurde deshalb die Beobachtung an dem anderen Tage wieder aufgenommen. Die Abweichungen unter diesen beiden Beobachtungsreihen sind dadurch zu erklären, dass die Bewölkung des Himmels, deren Einwirkung bei Benutzung des Mattglases nicht ganz zu vermeiden war, sowohl während der Beobachtungszeit sich änderte, als auch von einem Tage zum andern etwas verschieden war."

Berechnet man für die oben angegebenen Wellenlängen (in cm) mittels der Formel $\frac{1}{\varepsilon} = C\lambda^5\left(\frac{1,46}{e\,\lambda\times\tau}-1\right)$, in welcher ε die Strahlungsintensität bedeutet und die absolute Temperatur τ mit H. Hertzsprung gleich 1825° gesetzt wird, die relativen Intensitäten und wählt man für $\lambda = 0{,}441\ \mu$ wieder die Zahl 2,3, so erhält man die folgenden Relativzahlen:

$\lambda(\mu)$ =	0,702,	0,656,	0,617,	0,589,	0,560,	0,536,	0,518,
	191,3,	120,6,	75,8,	51,6,	32,9,	21,6,	15,3,
$\lambda(\mu)$ =	0,500,	0,486,	0,473,	0,462,	0,452,	0,441.	
	10,4,	7,6,	5,5,	4,2,	3,2,	2,3.	

Wie man sieht, besteht zwischen diesen Relativzahlen und den obigen gar keine Übereinstimmung.

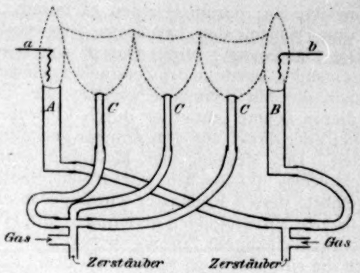
1) Wied. Ann. **53**, 809, 1894.

(Eingegangen 7. Februar 1904.)

Die Beziehung zwischen Leuchten und elektrischer Leitfähigkeit in Flammen.

Von F. L. Tufts.

In einer früheren Mitteilung[1]) wurde eine neue Methode beschrieben, zur Untersuchung der elektrischen Leitung in Flammen; die hierbei benutzten Elektroden waren Platindrähte, die mit Calciumoxyd behandelt waren. Die Anordnnng der Flammen und Elektroden zeigt Fig. 1. Die Elektrodenflammen sind gut gesättigt mit Dampf von Chlornatrium, welches durch einen an die Flamme gesetzten Zerstäuber zugeführt wird In einem zweiten Zerstäuber, der die Mittelflammen C, C, C speist, befindet sich die zu untersuchende Salzlösung. Die mit dieser Methode erhaltenen Resultate sind, soweit sie sich auf die elektrische Leitung in Flammen beziehen, in der früheren Abhandlung mitgeteilt worden. Unterdessen ist die Methode auf eine vorläufige Untersuchung der Beziehung zwischen Leuchten und Leitfähigkeit angewandt worden.



I

Es ist seit längerer Zeit[1]) bekannt, dass die Einführung von Chloroformdampf in eine Flamme, die durch Lithium, Kalium oder einige andere Metalle gefärbt ist, eine ausgeprägte Abnahme der Leuchtintensität zur Folge hat. Nach einer ausgedehnten Reihe von Beobachtungen über die Leitfähigkeit von chloroformhaltigen Flammen kamen A. Smithells, H. W. Dawson und H. A. Wilson[2]) zu dem Schluss, dass die Einführung von Chloroformdampf in eine Flamme, die eines der oben genannten Metalle enthält, die elektrische Leitfähigkeit der Flamme nicht in merkbarer Weise erniedrigt, und sie schliessen darum, dass zwischen dem Leuchten und der elektrischen Leitfähigkeit von Salzdämpfen in der Bunsenflamme kein Zusammenhang bestehe. S. Arrhenius[3]) hatte schon vorher den Gedanken ausgesprochen, dass Leuchten und elektrische Leitfähigkeit in verdünnten Gasen, die unter dem Einfluss von Kathodenstrahlen „phosphoreszieren", fest miteinander verknüpft seien.

Die von mir beschriebene Methode zur Untersuchung der Leitfähigkeit von Salzdämpfen ist empfindlicher als die gewöhnliche Methode mit

1) F. L. Tufts, Diese Zeitschr. **5**, 76, 1903.

1) Mitscherlich, Pogg. Ann. **116**, 499, 1862; **121**, 472, 1864; A. Gouy, Compt. rend. **85**, 439, 1877; A. Smithells, Phil. Mag. **39**, **122**, 1895.

2) A. Smithells, H. W. Dawson u. H. A. Wilson, Phil. Trans. **193**. 89, 1899.

3) S. Arrhenius, Wied. Ann. **32**, 545, 1887.

Platinelektoden; darum erschien es ratsam, sie auf das Problem des Leuchtens anzuwenden.

Die Salzlösung, deren Dampf untersucht werden sollte, wurde in den Zerstäuber gebracht, welcher die Mittelflammen speiste; die Luft für diesen konnte entweder durch Chloroform geleitet oder direkt aus dem Zimmer genommen werden. Die Messung der Helligkeit wurde mittels eines Glanschen Spektrophotometers ausgeführt; dessen Kollimator wurde gegen eine der flachen Mittelflammen gerichtet. Mit Hilfe eines rechtwinkligen Prismas wurde zum Vergleich die eine Hälfte des Spaltes mit dem Lichte eines Auerbrenners beleuchtet. Der Strom durch die Flamme mit Hilfe von 4 Volt elektromotorischer Kraft wurde mit einem empfindlichen Galvanometer gemessen.

Vorläufig wurden nur drei Salze untersucht, nämlich die Chloride von Lithium, Natrium und Calcium. Die Messungen der Helligkeit wurden ausgeführt an der roten Lithiumlinie, der gelben Natriumlinie und der roten und grünen Bande des Calciums. Das benutzte Spektroskop war nicht stark genug, die zwei Calciumbanden in ihre Linien aufzulösen. Die Stromstärke wurde gleichzeitig mit der Helligkeit gemessen und die unten mitgeteilten Resultate sind die Mittel aus etwa 20 Messungen an jeder Linie.

Bei Lithiumchlorid in der Flamme reduzierte die Einleitung von Chloroformdampf in die Flamme die Intensität der roten Linie auf 64 Proz. der Intensität ohne Chloroformdampf. Die Stromstärke wurde auf 62 Proz. ihres Wertes ohne Chloroform reduziert.

Bei Natriumchlorid in der Flamme reduzierte die Einleitung von Chloroform die Intensität der gelben Linie auf 78 Proz. und die Stromstärke auf 73 Proz. ihrer Werte ohne Chloroform.

Diese Resultate zeigen, dass die Einleitung von Chloroformdampf in Flammen, die durch Dämpfe von Lithium- oder Natriumsalzen gefärbt sind, unter den angewendeten Versuchsbedingungen elektrische Leitfähigkeit und Leuchtintensität nahezu in dem gleichen Verhältnis erniedrigt.

Die Resultate mit Calciumchlorid zeigen einen etwas abweichenden Charakter. Die Einführung von Chloroform in die Calciumchlorid enthaltende Flamme reduzierte nämlich die Intensität der roten Linie auf 71 Proz., diejenige der grünen auf 51 Proz. ihrer Werte ohne Chloroform; gleichzeitig wurde die Stromstärke auf 43 Proz. reduziert. Die Zersetzung des Chloroformdampfes in der Bunsenflamme liefert eine grosse Menge von Chlorwasserstoff und dieser sucht sich mit dem reduzierten Metall zu verbinden, so dass mehr Calciumchlorid zugegen ist. Es war darum zu erwarten, dass die Beziehung zwischen Leuchten und Leitfähigkeit für Calciumchlorid nicht so einfach sein werde wie für Natrium und Lithium; es ist nämlich in der Bunsenflamme auch ein Spektrum des Calciumchlorides möglich nicht bloss des Calciums oder seines Oxydes, während ein Chloridspektrum des Natriums und Lithiums nicht möglich ist.

Göttingen, 1. Februar 1904.

(Aus dem Englischen übersetzt von J. Stark.)

(Eingegangen 13. Februar 1904.)

Bemerkung über den Einfluss glühender Körper in Flammen auf die Ionisation.

Von F. L. Tufts.

In einer Abhandlung von H. A. Wilson[1]) über die elektrische Leitfähigkeit salzhaltiger Flammen ist der nachstehende Versuch (l. c. S. 511) beschrieben, um zu zeigen, dass die Ionisierung in Flammen in der Hauptsache an der Oberfläche glühender Körper in der Flamme statt hat. „Wenn ein Stück Platinblech in die Flamme gebracht wird, mitten zwischen die zwei Elektroden, die beide gerade ausserhalb der Flamme und nicht sichtbar heiss sind, dann nimmt die Stromstärke beträchtlich zu, woraus hervorgeht, dass die Gegenwart von glühendem Platin Ionisierung ermöglicht. Die folgenden Stromstärken wurden beobachtet mit einer elektromotorischen Kraft von 45 Volt und $^1/_{50}$ Rb_2CO_3.

1. Beide Elektroden nicht sichtbar heiss, Strom 12 Skalenteile.
2. Mit einem Stück Platinblech in der Flamme zwischen den Elektroden und isoliert, Strom 40 Skalenteile.
3. Blech zur Erde abgeleitet, Strom 400 Skalenteile".

Wenn die Annahme einer Volumenionisation in der Flamme und eines grossen kathodischen Widerstandes für eine reine Platinkathode richtig ist, dann sollte die Einführung von reinem Platinblech in die Flamme die Stromstärke nicht erhöhen, sondern erniedrigen für den Fall, dass eine Calciumoxydkathode mit kleinem Widerstand benutzt wird. Denn auf derjenigen Seite des Bleches, wo der Strom eintritt in das Blech, werden wir einen grossen kathodischen Widerstand erhalten, und wenn der übrige Widerstand an den Elektroden und in der Flamme klein ist, so wird durch die Einführung des Bleches der gesamte Widerstand zunehmen und so die Stromstärke abnehmen.

Der Versuch wurde mit der Anordnung ausgeführt, die oben in der vorausgehenden Mitteilung (Fig. 1) beschrieben ist; die Elektroden a und b waren mit CaO behandelt. Das Platin-

1) H. A. Wilson, Phil. Trans. **192**, 499, 1899.

blech, dessen Fläche viel grösser als der Querschnitt der Flamme war, wurde zwischen zwei der Flammen *C, C, C* gebracht, so dass beide Flammen die Oberfläche des Bleches bestrichen und seine Mitte auf Weissglut erhitzten. Die Stromstärke wurde mit und ohne das Platinblech gemessen; es wurden folgende Resultate erhalten.

Wasser in dem Zerstäuber für die Mittelflammen, elektromotorische Kraft vier Volt: Strom ohne Blech 6,5, Strom mit Blech 0,3 Skalenteile.

Wasser in dem Zerstäuber, elektromotorische Kraft 114 Volt: Strom ohne Blech 185, mit Blech 1 Teil.

Natriumchlorid in dem Zerstäuber für die Mittelflammen, elektromotorische Kraft 120 Volt: Strom ohne Blech 1000, Strom mit Blech 10 Teile.

Der Kreis des Stromes durch die Flamme war gut isoliert; die obigen Stromstärken waren unabhängig davon, ob das Platinblech geerdet oder isoliert war.

Die vorstehenden Resultate zeigen, dass die Einschaltung eines Platinbleches in die Flamme einen grossen kathodischen Widerstand in den Stromkreis einführt. Und zwar wächst dieser Widerstand mit der elektromotorischen Kraft; denn bei 114 Volt Elektrodenspannung und ohne Blech ist die Stromstärke etwa 28,5 grösser als bei 4 Volt, mit Blech dagegen ist sie nur etwas mehr als 3 grösser.

In dem Versuche Wilsons mit kalten Platinelektroden muss der Widerstand an der Oberfläche seiner Elektroden mehrere hunderttausend Male grösser gewesen sein als diejenige der Flamme, und es dürfte ihm daher nicht möglich gewesen sein, eine eigentliche Änderung des Flammenwiderstandes zu entdecken. Der von ihm beobachtete Effekt muss von anderen Ursachen als von einer Änderung in der Ionisation in der Flamme hergerührt haben. Wenn sein Versuch mit Elektroden von kleinem Oberflächenwiderstand im Vergleich zum Flammenwiderstand angestellt wird, so bewirkt die Einführung des Platinbleches in die Flamme zwischen sie eine Abnahme, nicht eine Zunahme in der Stromstärke. Diese Abnahme rührt her von der Entwicklung eines grossen kathodischen Widerstandes auf der einen Seite des Bleches.

Göttingen, 1. Februar 1904.

(Aus dem Englischen übersetzt von J. Stark.)

(Eingegangen 13. Februar 1904.)

Erwiderung auf die Bemerkungen von E. van Aubel zu meinen Untersuchungen über die elektrische Leitfähigkeit gepresster Pulver.[1])

Von Franz Streintz.

In einer Untersuchung über den elektrischen Widerstand von Bleiglanz bei sehr niedrigen Temperaturen findet Herr van Aubel[2]), dass der geschmolzene Bleiglanz bei Zimmertemperatur einen spezifischen Widerstand $10^4 \sigma = 2.90$ besitzt, wenn man mit σ den Widerstand eines Würfels von 1 cm Seite in Ohm ausdrückt. Das Leitvermögen des gegossenen Produktes beträgt somit ein Drittel von dem des Quecksilbers. Der Widerstand eines Stäbchens betrug bei $+23.^0 3 \ldots 474 \,.\, 10^{-5}$ Ohm, bei $+81.^0 5$ dagegen $588 \,.\, 10^{-5}$ Ohm, woraus sich der Temperaturkoeffizient zu $+0.0041$ ergiebt. Nach den Messungen von W. Jäger und H. Diesselhorst[3]) besitzt reines Blei zwischen $+18^0$ und 100^0 einen Temperaturkoeffizienten von $+0.00428$. Herr van Aubel ist also vollständig berechtigt zu behaupten, dass sich der gegossene Bleiglanz wie ein reines Metall verhält, freilich unter der Voraussetzung, dass die von ihm untersuchte Verbindung kein freies Blei enthielt.

Herr van Aubel macht nun aufmerksam, dass seine Ergebnisse gänzlich von den meinen verschieden seien. Das ist nicht richtig. Im Gegenteil: In meinen Untersuchungen über die Leitfähigkeit gepresster Pulver habe ich mich zwar mit geschmolzenem Bleiglanz nicht näher befasst, allein ich habe festgestellt, dass, „wenn man Bleiglanz unter Luftabschluss schmilzt, sich dann die aus der krystallinischen und blasigen Masse gesägten Stücke schon bei gewöhnlicher Temperatur als sehr gute Leiter der Elektrizität verhalten.“[4])

Die von Herrn van Aubel gefundenen numerischen Werte bestätigen also meine Behauptung. Ferner geht aus ihnen hervor, dass der von mir aus dem Verhalten verschiedener gepresster Metalloxyde und -sulfide abgeleitete (zweite) Satz: „Die Verbindungen, welche schon bei gewöhnlicher Temperatur gut leiten, und zwar innerhalb der Grenzen von 2.3 bis 7000 für $10^4 \sigma$ besitzen positiven Temperaturkoeffizienten“[5]), auch auf gegossenen Bleiglanz Anwendung findet.

Ich habe eingehend auseinandergesetzt, dass die Verbindung *PbS* in einer Reihe von Modifikationen auftritt, die in ihrem elektrischen Leitvermögen gänzlich verschieden sind. Es

1) E. van Aubel, diese Zeitschr. **4**, 551, 1903.
2) E. van Aubel, Comptes rendus, 3. Nov. 1902.
3) W. Jäger und H. Diesselhorst, Wiss. Abh. d. Phys. techn. Reichsanstalt **3**, 270, 1900.
4) F. Streintz, Ann. d. Physik **9**, 876, 1902.
5) F. Streintz, a. a. O. S. 884.

bleibt mir daher ein Rätsel, was Herrn van Aubel veranlasst hat, einen Vergleich zu ziehen zwischen seinen an geschmolzenem Bleiglanz angestellten Versuchen und den von mir an gepresstem Bleiglanzpulver gemachten Beobachtungen.

In der eben erschienenen Festschrift zur Feier des 60. Geburtstages von Ludwig Boltzmann habe ich gezeigt, dass nicht nur das elektrische Verhalten verschiedener Schwefelmetalle, sondern auch ihr Energieinhalt ein wechselnder ist, je nach der Phase, in der sich die Verbindung befindet. Zwischen 15^0 und 100^0 betragen die spezifischen Wärmen von gegossenem Bleiglanz 0.0528, von aus dem Pulver gepressten Stiften 0.0648, und endlich von amorphem Bleisulfid 0.117.

Herr van Aubel hat auch das Leitvermögen von Schwefelkies (FeS_2) untersucht.[1] Der spezifische Widerstand $10^4\,\sigma$ wurde bei Zimmertemperatur zu 15130 Ohm ermittelt, der Temperaturkoeffizient war gross und negativ. Ich sehe in diesem Ergebnis eine Bestätigung des von mir gefundenen (dritten) Satzes, dem ich folgende Fassung gegeben habe: „Die Verbindungen, deren Leitvermögen bei gewöhnlicher Temperatur verhältnismässig gering ist, etwa $10^4\,\sigma > 50000$, werden von der Temperatur in hohem Grade beeinflusst." Da sich unter den von mir untersuchten Metallverbindungen keine vorfand, deren spezifischer Widerstand zwischen 7000 ($PbO_2 \cdot 4\,MnO_2$) und 50000 (gepresster Bleiglanz) gelegen war, so konnte ich die Grenze des Widerstandes zwischen den Verbindungen, die den zweiten Satz und jenen, die den dritten Satz befolgen, nicht genau feststellen.

Herr van Aubel führt zum Schlusse seiner Bemerkungen auch die bekannten Versuche von W. Spring gegen mich ins Treffen.

Die chemische Analyse des auf sein Leitvermögen untersuchten amorphen Bleisulfides ergab 85,8 Proz. Blei, während die Formel 86,6 Proz. verlangt. Möglicherweise enthielt die Verbindung Spuren von Bleisulfat, die verhinderten, dass die aus diesem Pulver gepressten Formen einen entsprechend lebhaften Metallglanz annehmen und damit auch in den Kreis der Elektrizitätsleiter traten. Das Innere des Stiftes war nämlich vollständig im amorphen Zustande erhalten geblieben. Der aus demselben Material gepresste Springsche Block hatte an der Oberfläche vollkommenen Metallglanz, bestand aber im Inneren der Masse aus einer Mischung von Krystallen und amorphem Schwefelblei. Nach meiner Regel hätte er an der Oberfläche zum Leiter werden müssen. Ein Versuch, der die Frage entscheiden könnte, liegt wohl nicht vor. Zum Schlusse sei mir noch die Bemerkung gestattet, dass mir die Versuche von Spring, durch Pressen von Salzpulvern Blöcke zu gewinnen, die sogar manchmal durchsichtig werden (Kupfervitriol!), nicht unbekannt geblieben sind. Ich bin aber überrascht, dass Herr van Aubel den von mir ausgesprochenen und auf die Erfahrungen mit Metalloxyden und -sulfiden gestützten (ersten) Satz: „Leiter bei gewöhnlicher Temperatur sind nur jene dunkelfarbigen Verbindungen, die sich unter hohem Druck ohne Anwendung eines Bindemittels in bestimmte Formen von metallischem Glanz und metallischer Härte bringen lassen," als für Salze nicht gültig bezeichnet. Durch ein geeignetes Bindemittel kann man bekanntlich auch hellfarbige Oxyde, z. B. den Glühstift in der Nernstlampe, in bestimmte Formen pressen. Möglicherweise enthält ein Salz in seinem Krystallwasser ein solches Bindemittel. Allein davon abgesehen, habe ich nicht erwartet, dass die Fassung des ersten Satzes verleiten könnte, seinen Gültigkeitsbereich auf Salze auszudehnen.

(Eingegangen 13. Februar 1904.)

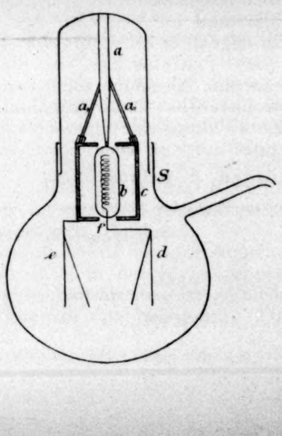
1) E. van Aubel, Comptes rendus, 15. Sept. 1902.

Apparat zum gleichzeitigen Nachweis der Absorption der α- und β-Strahlung des Radiums.

Von F. Paschen.

Der von Herrn R. J. Strutt (Phil. Mag. [VI] 6, 588, 1903) beschriebene Apparat zur Demonstration der positiven Ladung des in einem Glase eingeschlossenen Radiums lässt sich leicht so abändern, dass auch die negative Ladung der das Glas durchdringenden β-Strahlung zugleich sichtbar wird.

Eine zum Evakuieren eingerichtete Glasflasche (Fig. 1) mit 5 cm weitem Schliffe S enthält an einem Quarzstabe a das Glasfläschchen b mit eingeschmolzenem Radium-Baryum-Präparat, in welchem ca. 1 mg reines Radiumbromid ent-



halten ist. (Es erzeugte dieselbe Leitfähigkeit der Luft, wie 1 mg Radiumbromid von Buchler & Co.)

Zwei gabelförmig an *a* angeschmolzene Quarzstäbe a, a_1 tragen ein Blei-Hohlgefäss *c* von 2 mm Wandstärke, welches völlig von *b* isoliert hängt. In *b* ist der spiralförmige, das Radiumsalz durchsetzende Platindraht *f* eingeschmolzen, welcher mit dem Elektroskope *d* in leitender Verbindung steht. Das zweite Elektroskop *e* ist am Bleigefäss befestigt. Sobald ein gutes Vakuum erreicht ist, beginnen beide Elektroskope zu divergieren und zwar *d* mit positiver, *e* mit negativer Elektrizität. Nähert man von oben Harzelektrizität, so dass durch Influenz an der Stelle der Beinchen negative Elektrizität auftritt, so wird die Divergenz von *e* vermehrt, diejenige von *d* vermindert, umgekehrt bei Näherung von Glaselektrizität. An einem Apparate waren durch zwei Schliffe noch zwei Platindrähte eingeführt, welche sich durch Drehen der Schliffe mit den Elektroskopen zur Berührung bringen liessen. Leitete ich damit eines der Elektroskope nach aussen, so divergierte nur das andere. Auch kann man mit Hilfe dieser Drähte den elektrischen Strom nachweisen, der vom Innern des Glasgefässes zum Bleimantel fliesst, wenn man diese Körper leitend verbindet. Dieser Strom wurde zuerst von Herrn W. Wien gemessen (diese Zeitschrift **4**, 624, 1903). Die Divergenz von *e* ist stets kleiner als die von *d*, hauptsächlich wegen unvollkommener Absorption der β-Strahlung in 2 mm Blei. Innerhalb einer Stunde trafen die Blättchen einander und neutralisierten die Ladungen ihrer Leiter. Die Neutralisation war aber keine vollkommene. Vielmehr hatten nach dem Zusammenstosse beide Elektroskope eine geringe positive Ladung. Auch hieraus folgt, dass *b* mehr positive Elektrizität zurückbehält, als *c* negative Ladung der β-Elektronen absorbiert.

Leider lässt sich der Apparat einem grösseren Auditorium durch Projektion nicht vorführen, wegen der in nachstehender Notiz beschriebenen Radiometerwirkung, welche ich hierbei bemerkte.

(Eingegangen 20. Februar 1904.)

Divergenz von Elektroskopblättchen im Vakuum infolge von Belichtung.

Von F. Paschen.

Die Herren S. Guggenheimer und A. Korn beschreiben (diese Zeitschr. **5**, 95, 1904) die durch die Überschrift bezeichnete Erscheinung, welche auch mir vor einigen Wochen auffiel und mich zu einem näheren Studium veranlasste.

Ich bestätige das Resultat der Verf., dass zwei Aluminiumblättchen nach Art der Eletroskopblätter im Vakuum bei einer Belichtung divergieren. Dagegen habe ich eine positive Ladung der Blättchen, welche sich nach den Verf. „leicht demonstrieren lässt, indem man geriebene Hartgummi- oder Glasstäbe nähert", nicht mit Sicherheit nachweisen können. Es ist jedenfalls ausgeschlossen, dass positive Potentiale von einigen Hundert Volt als Hallwachs-Effekt auftreten. Vielmehr erscheint es mir wahrscheinlich, dass die Divergenz der Blättchen nicht durch irgendwelche elektrische Phänomene zu deuten ist, wie solche von den Verf. herangezogen wurden, sondern zum weitaus grössten Teile eine Radiometerwirkung ist. Zu dieser Ansicht bin ich auf Grund folgender von mir gefundener Thatsachen gelangt:

Es ist nicht nötig, die Blättchen isoliert im Vakuum aufzuhängen. Die Divergenz besteht in gleichem Masse, wenn das Metall der Blättchen durch einen Platindraht nach aussen geleitet und mit der Erde oder einer metallischen die Blättchen umgebenden Hülle verbunden wird. Ich benutzte eine innen versilberte Glaskugel, deren Silberbelag die metallische Hülle bildete. Ohne Metallhülle treten bei Annäherung elektrisch geladener Körper (zum Nachweis eventueller Ladungen der Beinchen) dadurch Störungen auf, dass die Oberflächen der Glaswand Ladungen annehmen, welche auf die Blättchen Kräfte ausüben können, durch welche die Verf. sich vielleicht täuschen liessen. Auch der von den Verf. beschriebene Versuch, dass die durch eine elektrische Ladung der Blätter verursachte Divergenz unabhängig vom Vorzeichen der Ladung bei dazukommender Belichtung stets vermehrt wird, den ich durchaus bestätigen kann, zeigt, dass die Lichtwirkung nicht elektrischer Natur sein kann.

Taucht man ein Radiometer in warmes Wasser, so rotieren die Flügel so lange, bis der ganze Inhalt die Temperatur der Hülle angenommen hat. Verfährt man mit dem evakuierten Gefäss ebenso, so divergieren die Blättchen, solange noch eine Temperaturdifferenz im Innern gegenüber der Hülle vorhanden ist. Als ich den Boden meines Apparates in siedendes Wasser tauchte, spreizten sich die Blätter unter einem Winkel von fast 180 Graden.

Ersetzt man das eine der Blättchen durch einen Streifen Aluminium oder Zink von 0,5 mm Dicke, an dem das zweite Streifchen aus Aluminiumfolie herunterhängt (wie bei neueren Elektroskopen), so erfolgt die Divergenz momentan und schnell, wenn man die Aluminiumfolie belichtet, dagegen erst einige Zeit nach dem Zutritt des Lichtes und in langsamer Zunahme,

wenn man die Rückseite des dickeren Metalls belichtet, wobei die Folie beschattet bleibt. Im letzten Falle muss die auftreffende Wärmemenge erst durch Leitung die Metallschicht des dicken Streifens durchdringen, wozu eine bemerkbare Zeit erforderlich ist, ehe die Divergenz beginnt.

Betrachtet man als Ursache der Radiometerwirkung die von den aufprallenden und wieder reflektierten Gasmolekeln abgegebene Bewegungsgrösse, so liesse sich die Erscheinung etwa folgendermassen verstehen:

Solange die zwei Metallstreifen infolge absorbierter Strahlung wärmer sind, als das sie umgebende Gas, wird doch das Gas zwischen den nahen Blättchen eine Temperatur haben, welche derjenigen der Blättchen nahekommt, also erhöht ist. Sei v die mittlere Geschwindigkeit der Gasmolekeln ausserhalb der Blättchen und v_1 diejenige der von den warmen Blättchen reflektierten Gasmolekeln, so wäre die der Aussenseite eines Blättchens mitgeteilte Bewegungsgrösse $m(v+v_1)$. Die von innen wirkende Bewegungsgrösse ist $2mv_1$, da alle Gasteilchen in der Zwischenschicht sehr bald die mittlere Geschwindigkeit v_1 besitzen werden, sodass also die Differenz $m(v_1-v)$ als Bewegungsgrösse zur Erzeugung der Divergenz übrig bleibt. Bei stärkeren Divergenzen kann dies nicht mehr richtig sein. Es treten dann aber auch kompliziertere Erscheinungen auf. Belichtet man z. B. das eine von zwei dünnen Blättchen allein, so wird bei grösserer Lichtintensität das belichtete Streifchen vom Lichte scheinbar abgestossen und nimmt solche Lage an, wie wenn zwei geladene Elektroskopblätter durch einen Luftstrom zur Seite geblasen würden. Nur wenn von unten ein breites intensives Lichtbündel auffällt, spreizen sich die Blätter etwa in der Art elektrisch geladener Blättchen bei grösserer Divergenz. Dann aber wirkt in der Gleichgewichtslage die gewöhnliche Radiometerkraft.

(Eingegangen 20. Februar 1904.)

Die ponderomotorischen Kräfte, welchen ein homogenes Dielektrikum in einem elektomagnetischen Felde unterworfen ist.

(Bemerkung zu einer Arbeit des Herrn Koláček.)

Von R. Gans.

Herr Koláček[1]) wies vor kurzem darauf hin, dass die negativen Versuchsergebnisse des Herrn Whitehead jr.[2]) „über die magnetische Wirkung elektrischer Verschiebung" in Übereinstimmung mit der Maxwell-Hertzschen Theorie seien.

Es handelte sich um die Kräfte auf einen dielektrischen Körper, wenn in einer Richtung ein periodisches elektrisches Feld den Körper durchsetzte und senkrecht dazu ein magnetisches Feld von gleicher Periode und Phase vorhanden war.

Ist ein elektrischer Verschiebungsstrom, wie die Maxwellsche Theorie es behauptet, äquivalent einem Leitungsstrom, so musste infolge dieser Wirkung eine Kraft auf die Volumeinheit des Dielektrikums wirken, dessen x-Komponente wäre

$$\frac{\varepsilon\mu}{4\pi V}\left(\frac{\partial E_y}{\partial t} M_z - \frac{\partial E_z}{\partial t} M_y\right).$$

Hier bedeutet ε die Dielektrizitätskonstante, μ die Permeabilität, V die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, E resp. M die elektrische resp. magnetische Feldstärke.

Hierzu kommt aber — und das hat Herr Whitehead vergessen — noch die elektrische Wirkung magnetischer Verschiebungsströme. Die x-Komponente dieser ist

$$\frac{\varepsilon\mu}{4\pi V}\left(E_y \frac{\partial M_z}{\partial t} - E_z \frac{\partial M_y}{\partial t}\right);$$

zusammen giebt das

$$\frac{\varepsilon\mu}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}(E_y M_z - E_z M_y).$$

Wie Herr Koláček bemerkte, ist der Mittelwert dieses Ausdrucks über eine Periode Null, und diese Mittelwerte waren es, die Herr Whitehead hätte beobachten können, sein negatives Resultat ist im Sinne der Maxwellschen Theorie erklärt.

Am Schlusse seiner Arbeit weist Herr Koláček nun darauf hin, dass nach der Lorentzschen Theorie der Leitungsstrom durch Bewegung elektrisch geladener Teilchen, d. h. durch Konvektionsstrom, erklärt wird. Allerdings sind die Verschiebungsströme im Äther Konvektionsströmen äquivalent in ihren magnetischen Wirkungen, ponderomotorischen Kräften aber unterliegt ein Volumteil nur, wenn er Träger von Ladungen oder Konvektionsströmen ist.

Deshalb schlägt Herr Koláček vor, einen dielektrischen Körper einem konstanten elektrischen Felde und einem dazu senkrecht verlaufenden konstanten magnetischen Felde auszusetzen und dann plötzlich das magnetische Feld umzukehren. Nach der Maxwellschen Theorie müsste ein ballistischer Ausschlag erfolgen, nach der Lorentzschen Theorie sollte kein Ausschlag erfolgen, meint Herr Koláček, da das Dielektrikum ungeladen sei.

Da aber letztere Überlegung falsch ist, so möchte ich mir erlauben, kurz auf die that-

1) F. Koláček, diese Zeitschr. **5**, 45, 1904.
2) J. B. Whitehead, diese Zeitschr. **4**, 229, 1903.

sächlichen Folgerungen der Lorentzschen Theorie hinzuweisen.

Nach Lorentz[1]) ist die Dielektrizitätskonstante kein Grundbegriff, sondern das dielektrische Verhalten der Körper wird bedingt durch das Vorhandensein elektrisch geladener Teilchen, die an Gleichgewichtslagen gebunden sind. Herr Lorentz zeigt (l. c. S. 61 ff. und S. 76), dass unter dieser Annahme seine Gleichungen auf die Form der Maxwellschen gebracht werden können, wie dieselben in Körpern gelten, in denen ε nicht gleich eins ist. Die Dielektrizitätskonstante ist also auch bei Lorentz definiert.

Die ponderomotorischen Kräfte müssen nach Lorentz jedoch anders ausfallen, als nach Maxwell-Hertz, da nur auf geladene Teilchen Kräfte wirken. Die Folgerung der Maxwellschen Theorie, dass auch Kräfte wirken müssen, wo das Substrat für dieselben verschwindet (nämlich im Äther), fällt nach Lorentz fort, und schon dadurch ist die Lorentzsche Theorie der Maxwellschen überlegen. Diesen Mangel der Maxwell-Hertzschen Theorie giebt Hertz[2]) selbst zu mit den Worten: „Dies Resultat scheint wenig innere Wahrscheinlichkeit zu besitzen."

Lorentz berechnet auf Grund seiner Theorie (l. c. S. 26) die x-Komponente der auf die Volumeinheit wirkenden Kraft:

$$f_x = \frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial p_{xz}}{\partial z} - \frac{1}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}(E_y M_z - E_z M_y).$$

Hier ist

$$p_{xx} = \frac{1}{8\pi}(E_x^2 - E_y^2 - E_z^2) + \frac{1}{8\pi}(M_x^2 - M_y^2 - M_z^2)$$

$$p_{xy} = \frac{1}{4\pi}E_x E_y + \frac{1}{4\pi}M_x M_y$$

$$p_{xz} = \frac{1}{4\pi}E_x E_z + \frac{1}{4\pi}M_x M_z \quad \text{u. s. w.}$$

Handelt es sich, wie im vorliegenden Falle, nur um die Kräfte auf starre Körper, sieht man also ab von den Deformationen in den Körpern, so sind alle Kräfte einander äquivalent, für die folgende Ausdrücke gleich werden:

$$F_x = \int f_x \, d\tau \quad \text{u. s. w.}$$

$$\Theta_x = \int (y f_z - z f_y)\, d\tau \quad \text{u. s. w.},$$

man darf zu obiger Kraft f_x also jede Kraft f'_x hinzufügen für die

$$F'_x = \int f'_x \, d\tau = 0 \quad \text{u. s. w.}$$

$$\Theta'_x = \int (y f'_z - z f'_y)\, d\tau = 0 \quad \text{u. s. w.}$$

Nun sei

$$f'_x = \frac{\partial p'_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p'_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial p'_{xz}}{\partial z}.$$

1) H. A. Lorentz, Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern. Leiden 1895.

2) H. Hertz, Ausbreitung der elektrischen Kraft. Leipzig 1892. S. 284.

Dann ist

$$F'_x = \int p'_{xN}\, dS$$

$$\Theta'_x = \int (y p'_{zN} - z p'_{yN})\, dS,$$

wo S die Oberfläche des Raumes τ mit der äusseren Normalen N bedeutet. Wenn die Spannungen p' an der Oberfläche verschwinden, ist $F' = \Theta' = 0$, d. h. wir dürfen zu den p die p' hinzufügen. Das so entstehende Kräftesystem f^1 ist äquivalent dem Kräftesystem f bei der Behandlung starrer Körper.

Solches p'-System ist aber z. B.

$$p'_{xx} = \frac{\varepsilon - 1}{8\pi}(E_x^2 - E_y^2 - E_z^2)$$

$$p'_{xy} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi}E_x E_y$$

$$p'_{xz} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi}E_x E_z,$$

denn an der Oberfläche ist $\varepsilon = 1$ geworden.

Dieselben Kraftwerte für den starren Körper ergiebt also

$$f_x^1 = \frac{\partial P_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial P_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial P_{xz}}{\partial z} - \frac{1}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}(E_y M_z - E_z M_y),$$

wo

$$P_{xx} = p_{xx} + p'_{xx} \quad \text{u. s. w.}$$

Das System der Spannungen P ist nun aber gerade das Maxwellsche, nämlich

$$P_{xx} = \frac{\varepsilon}{8\pi}(E_x^2 - E_y^2 - E_z^2) + \frac{1}{8\pi}(M_x^2 - M_y^2 - M_z^2)$$

$$P_{xy} = \frac{\varepsilon}{4\pi}E_x E_y + \frac{1}{4\pi}M_x M_y$$

$$P_{xz} = \frac{\varepsilon}{4\pi}E_x E_z + \frac{1}{4\pi}M_x M_z.$$

(Die Permeabilität sei durchweg die des Äthers; wir behandeln also nur nicht magnetisierbare Körper, da nach der Lorentzschen Theorie das magnetische Verhalten noch nicht hinreichend definiert ist.)

Wir brauchen also von den Maxwellschen Kräften nur $\frac{1}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}(E_y M_z - E_z M_y)$ zu subtrahieren, um die Lorentzschen zu erhalten. Es ergiebt sich also in einem ungeladenen, homogenen Dielektrikum

$$f_x^1 = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}(E_y M_z - E_z M_y) \quad \text{u. s. w.}$$

Genau derselbe Ausdruck folgt aus der auf ganz anderen Grundlagen aufgebauten Cohnschen Theorie.[1])

Die Lorentzsche und die Cohnsche Theorie leiden also nicht an dem Mangel der Maxwell-Hertzschen Theorie, Kräfte im Vakuum zu geben, da hier $\varepsilon = 1$ ist.

1) E. Cohn, Über die Gleichungen des elektromagnetischen Feldes für bewegte Körper. Ann. d. Phys. 7, 29, 1902.

Die Ausführung des von Koláček vorgeschlagenen Experiments würde also theoretisch nach Lorentz und Cohn auch einen ballistischen Ausschlag geben, der aber $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon}$ mal so gross ist, als nach Hertz; jedoch glaube ich, dass die hier in Betracht kommenden Kräfte so klein sind, dass sie der Beobachtung mit unseren Mitteln nicht zugänglich sind, selbst wenn man den Ausschlag mit Hilfe der beim Weberschen Erdinduktor angewandten Multiplikationsmethode vergrössern würde.

Tübingen, den 30. Januar 1904. Physikalisches Institut.

(Eingegangen 1. Februar 1904.)

Empfangsapparate für Telautographie und Fernübertragung von Halbtongravüren.

Von A. Korn.

Der fernphotographische Empfänger, den ich kürzlich beschrieben habe[1]), kann mit einigen Abänderungen auch als Empfänger für Telautographie (telegraphische Übertragung von Handschriften und Strichzeichnungen) und für die Fernübertragung von Halbtongravüren[2]) verwandt werden, unter Benützung von Gebern, wie sie für Kopiertelegraphen nach dem Bakewellschen Prinzip bereits mehrfach in Ausführung gekommen sind. Da die Gebeapparate in ihren wesentlichen Teilen als bekannt vorausgesetzt werden können, kann ich mich in ihrer Beschreibung kurz fassen, und ich will nur die für uns in Betracht kommende Schaltung näher erläutern. Die zu übertragende Schrift oder Zeichnung wird auf einer Metallfolie mit nichtleitender Tinte aufgetragen, Halbtongravüren werden für diese Zwecke derart auf Metallfolien präpariert, dass die das Bild zusammensetzenden Punkte bezw. Striche nichtleitend sind, und die Metallfolien werden um den Hartgummicylinder Q_1 gelegt, welcher mit Hilfe eines Elektromotors und der Schneckenradtransmission BR_3 in gleichmässige Rotation versetzt wird.[3]) Mit Hilfe der Übersetzung 1, 2, 3 und der Schraube s wird der Träger a_1 mit der Feder F_2 und dem metallischen Stifte

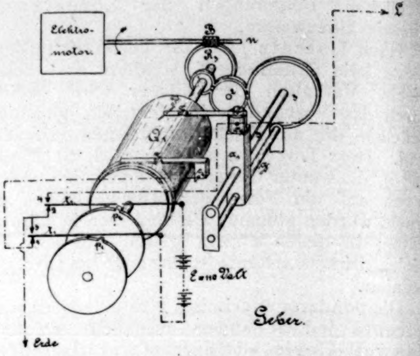


Fig. 1.

P längs der Führung g so bewegt, dass nach jeder Umdrehung der auf der Metallfolie schleifende Stift P um $^1/_4$ mm längs der Achse verschoben ist; die Spitze des Stiftes P gleitet also auf der Metallfolie genau wie der Stichel eines Phonographen auf der Phonographenwalze, nur mit viel geringerem Druck. Von dem einen Pole einer Batterie E geht nun die Leitung über den Umschalthebel t_1, den Kontakt 1 zu dem Kontakt c_1, von hier durch die Feder F_1, welche auf einem die Metallfolie zusammenhaltenden metallischen Ringe schleift, über die Metallfolie zu dem Stifte P, der Feder F_2 und dem Kontakte c_2, der von dem Träger a_1 durch eine isolierende Schicht getrennt ist, von dem Kontakte c_2 durch die Linie L zum Empfänger; die Leitung wird jedesmal unterbrochen, sobald die Spitze des Stiftes P auf eine nichtleitende Stelle der Metallfolie kommt; von dem anderen Pole geht die Leitung durch den Umschalthebel t_2 und den Kontakt 2 zur Erde. Nach jeder Umdrehung wird das Synchronismuszeichen zum Empfänger gesandt, indem die Nocken $p_1 p_2$ die Umschalthebel t_1 t_2 an die Kontakte 3 und 4 drücken und den Strom kommutieren (man vgl. meine Abhandlung, diese Zeitschrift 5, 25, 1904).

Wir kommen nun zu unserem eigentlichen Thema der Beschreibung der Methode, mit Hilfe deren die rasch aufeinander folgenden Stromstösse im Empfänger die Handschriften, Zeichnungen bezw. Halbtongravüren reproduzieren.

Allgemeine Beschreibung des Empfangsapparates.

Der Hauptteil des Empfangsapparates ist genau derselbe, wie bei der Fernphotographie (diese Zeitschrift 5, 113, 1904): Eine der Geberwalze Q_1 gleiche Walze Q_2 wird durch einen Elektromotor und die Schneckentransmission BR_3 in gleichmässige Rotation versetzt, die

1) Diese Zeitschr. 5, 113, 1904.

2) Ich gebrauche dieses Wort als Kollektivbegriff für Lichtdrucke, bei denen tiefere bezw. hellere Töne dadurch zum Ausdruck kommen, dass Striche oder Punkte von grösserer bezw. geringerer Ausdehnung oder mehr oder weniger gedrängt aneinander gereiht werden.

3) Meine Versuche wurden mit einem Cylinder von 5 cm Umfang oder mit einem Cylinder von 10 cm Umfang gemacht; im ersteren Falle wählte ich die Umdrehungsgeschwindigkeit so, dass eine Umdrehung in 1 Sekunde, im zweiten Falle so, dass sie in 5 Sekunden vollendet wurde; Genauigkeit bis auf $^1/_4$ Proz. wurde durch die früher beschriebene Methode (diese Zeitschr. 5, 25, 1904) erzielt.

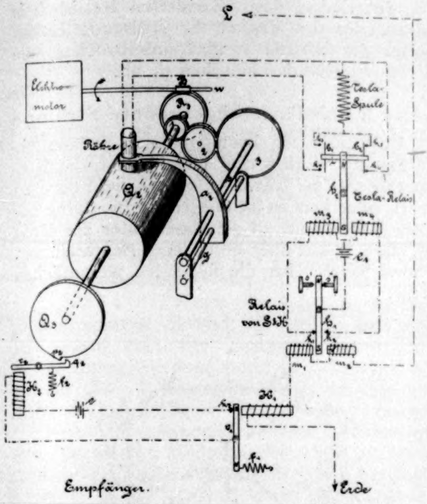


Fig. 2.

um 1 Proz. grösser gewählt wird als im Geber[1]); nach jeder Umdrehung wird die mit leichter Reibung auf ihrer Achse gleitende Walze Q_2 Q_3 durch das in die Nase p_2 greifende Häkchen q_2 festgehalten, bis das Synchronismuszeichen vom Geber kommt und das Häkchen q_2 abhebt. Mit Hilfe der Übersetzung 1, 2, 3 und der Schraube s wird der Träger a_2 mit einer evakuierten Röhre von der Form, wie ich sie in meiner letzten Abhandlung beschrieben habe (diese Zeitschrift **5**, 113, 1904), längs der Führung g so bewegt, dass wieder nach jeder Umdrehung das Fenster der Röhre um $^1/_4$ mm längs der Walzenachse verschoben ist. Um die Walze Q_2 wird ein sensibler Film gewickelt, und das Fenster der Röhre beschreibt über demselben die gleiche Bahn, wie die Spitze des Stiftes P in dem Geber über der Metallfolie; man lässt die Röhre zweckmässig nicht auf dem Film schleifen, sondern man lässt eine — wenn auch möglichst geringe — Entfernung zwischen Film und Röhre.

Es handelt sich nun nur noch darum, die Röhre jedesmal strahlen zu lassen, wenn die Spitze des Stiftes im Geber auf eine nicht leitende Stelle trifft, und die Strahlung zu unterbrechen, wenn jene Spitze auf eine leitende Stelle kommt.[2])

In der obigen Figur ist vorausgesetzt, dass

1) Die Genauigkeit der Rotationsgeschwindigkeit bis auf $^1/_4$ Proz. wird wieder durch die früher beschriebene Methode (diese Zeitschr. **5**, 25. 1904) erzielt.

2) Man erhält dann die Schrift bezw. Zeichnung schwarz auf weiss; man kann natürlich auch die umgekehrte Einrichtung treffen, in analoger Weise auch für Halbtongravüren.

die Strahlungen durch Teslaströme erzeugt werden, genau wie bei dem früher beschriebenen fernphotographischen Empfänger; während aber für diesen die Verwendung von Teslaströmen wohl bei der bisherigen Anordnung kaum umgangen werden kann[1]), sind für den vorliegenden Zweck beliebige hochgespannte Ströme, z. B. auch Gleichströme, unter Benutzung von Hochspannungsakkumulatoren verwendbar; ja, die letzteren werden sich, wenn man einmal zu noch grösseren Rotationsgeschwindigkeiten der Walzen übergeht, als vorteilhafter erweisen, aus folgendem Grunde: Die Strahlungen der Röhre haben Maxima zu den Zeiten, in denen die Funken des Sekundärkreises des Induktoriums ausgelöst werden, d. h. zu den Zeiten der Polwechsel bezw. Unterbrechungen im Primärkreise des Induktoriums. Hat man nun z. B. 300 Unterbrechungen in der Sekunde[2]), so zeichnet die Röhre, wenn sie fortdauernd mit der Teslaspule verbunden bleibt, in jeder Sekunde 300 Punkte auf, und wenn man bei der grössten von mir gebrauchten Rotationsgeschwindigkeit der Walzen (eine Umdrehung in einer Sekunde) die grössere Walze (10 cm Umfang) auf die Achse bringt, so sieht man bereits pro mm drei Eindrücke in kleinen Abständen aneinander gereiht, während sich bei hochgespanntem Gleichstrom eine zusammenhängende Linie ergiebt; die Gleichströme sind somit bei grösseren Rotationsgeschwindigkeiten bezw. grösseren Walzen vorzuziehen.[3])

Ein besonders konstruiertes polarisiertes Relais für Teslaströme (bezw. hochgespannte Ströme im allgemeinen), h_2 in der Figur, das wir weiter unten ausführlich beschreiben, lässt zwei Stellungen zu; bei der einen in der Figur angedeuteten Stellung ist die auf dem nichtleitenden Querstück i angebrachte metallische Verbindung b_2 an die Kontakte k_5 k_6 angedrückt, und die Leitung von dem einen zu dem anderen Pole der Teslaspule ist kurzgeschlossen, die Röhre strahlt nicht; in der anderen Stellung wird das leitende Stück b_1 an die Kontakte k_3 k_4 angedrückt, die Verbindung von k_5 nach k_6 unterbrochen, die Teslaströme gehen jetzt von dem oberen Teslapole durch die Röhre, durch k_4 b_1 k_3 zu dem unteren Pole, die Röhre strahlt. Man könnte nun, indem man den Linienstrom direkt

1) Mit Rücksicht auf den empfindlichen Galvanometerzeiger.

2) Ich benutze in der That für die telautographischen Versuche einen Unterbrecher bezw. Stromwender, der in sehr gleichmässiger Weise 300 Funken im Sekundärkreise des Induktoriums erzeugt.

3) Wenn man allerdings Wechselstrommaschinen von z. B. 1200 Polwechseln zur Verfügung hat (man vergl. W. Wien, diese Zeitschr. **4**, 586, 1903), wird man auch mit Teslaströmen noch bis zu einer vierfachen Rotationsgeschwindigkeit bezw. viermal grösseren Walze fortschreiten können, vorausgesetzt, dass die übrigen mit der grösseren Geschwindigkeit verbundenen Schwierigkeiten überwunden sind.

die Magnete m_3 und m_4 umfliessen liesse, die eine oder andere Stellung des Relais erzielen, je nachdem die Spitze des Stiftes P im Geber auf eine leitende oder nichtleitende Stelle gelangt, indessen verlangt die bisherige Konstruktion des Teslarelais für die die Magneten m_3 m_4 umfliessenden Ströme grössere Intensitäten, als sie durch die gewöhnlichen Telegraphenströme geliefert werden. Aus diesem Grunde werden bei der bisherigen, in der Figur dargestellten Anordnung die Magnete m_3 m_4 durch einen von der Batterie e_1 gespeisten Lokalstrom erregt, der je nach der Stellung des polarisierten Schwachstromrelais h_1 [1]) den Magneten m_3 oder den Magneten m_4 zur Wirkung bringt; die eine oder andere Stellung des Relais h_1 wird nun schliesslich durch das Auftreten bezw. Ausbleiben des Linienstromes bewirkt, dessen Leitung vom Geber durch die Linie, die Magnete m_2 und m_1 und schliesslich durch den Magneten K_1 zur Erde geht.

Befindet sich die Spitze des Stiftes P im Geber auf einer leitenden Stelle, so tritt der Linienstrom in Wirksamkeit, der Hebel des Relais h_1 wird mit dem Südpol S nach m_1 hingezogen, der Lokalstrom fliesst von dem einen Pole der Batterie e_1 über k_1, den Magneten m_3 zum anderen Pole der Batterie e_1; der Hebel des Relais h_2 wird mit dem Südpol nach m_3 gezogen, b_2 verbindet k_5 und k_6, die Röhre leuchtet nicht.

Befindet sich die Spitze des Stiftes P im Geber auf einer nichtleitenden Stelle, so ist der Linienstrom unterbrochen, die Magnete m_1 m_2 sind ausser Wirksamkeit, der Relaishebel h_1 nimmt seine natürliche Stellung ein, die man mit Hilfe der Stellschrauben $s's''$ von vornherein so regulieren kann, dass in derselben der Hebel Kontakt mit k_2 macht; der Lokalstrom fliesst nun von dem einen Pole der Batterie e_1 über k_2, den Magneten m_4 zum anderen Pole der Batterie e_1; der Hebel des Relais h_2 wird mit dem Südpol nach m_4 gezogen, b_1 verbindet k_3 und k_4, die Röhre leuchtet.

Die Aufnahme des Synchronismuszeichens ist hier gegenüber der Anordnung bei der Fernphotographie insofern einfacher, als eine besondere Ausschaltung der Relais kurz vor dem Zeichen nicht notwendig ist. Sobald das Synchronismuszeichen vom Geber kommt, also der Linienstrom kommutiert wird, zieht der Magnet K_1 den Südpol des polarisierten Relaishebels v_1 an, der den Magnet K_2 speisende Lokalstrom der Batterie e wird unterbrochen, die Feder F_2 reist das Häkchen q_2 ab.

1) Das von mir benutzte polarisierte Relais ist von der Firma Siemens & Halske, Berlin bezogen (65 M.) und spricht noch auf Stromstösse (15 bis 20 MA) von $^1/_{200}$ Sekunde sicher an. Die wirkliche Form ist eine etwas andere, wie die zur besseren Übersicht durch die schematische Zeichnung dargestellte Form. Die Kontakte k_1 k_2 mit den Stellschrauben s' s'' gehen isoliert durch die Magnetspulen m_1 m_2 hindurch, so dass sie in Wirklichkeit links und rechts von S liegen, eine aus mehreren hier nicht weiter zu erörternden Gründen ausserordentlich praktische Anordnung.

Das Relais für hochgespannte Ströme.

Das Relais für hochgespannte Ströme (h_2 in Fig. 2), welches die Aufgabe hat, hochgespannte Ströme entweder durch die Röhre zu leiten oder kurz zu schliessen, bezw. durch andere Widerstände zu schliessen oder zur Erde zu leiten, bedarf einer besonderen Beschreibung. Dieses Relais [1]) hat die folgenden wesentlichen Teile:

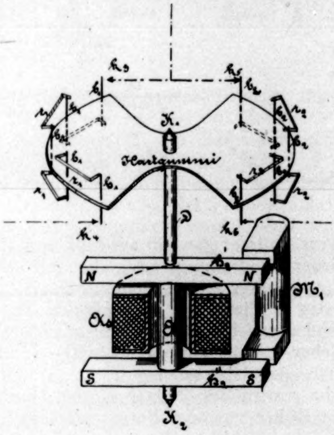


Fig. 3.

1. Den in den Spitzen K_1 und K_2 um die Achse D drehbaren Anker A; dieser Anker besteht aus einem weichen Eisenstück von I-förmiger Gestalt und wird durch die von einem Lokalstrome durchflossene feste Spule As, welche das Mittelstück derart umschliesst, dass sich der Anker frei drehen kann, dauernd so magnetisiert, dass der obere Balken h_2' Nordpol, der untere h_2'' Südpol wird.

2. Vier feststehende]-förmige Elektromagnete aus weichstem Eisen, von denen in der Figur der Übersichtlichkeit wegen nur einer, M_1, eingezeichnet ist; die Spule umschliesst den cylindrischen Teil, die wagerechten Polschuhe haben rechteckigen Querschnitt und sind den Enden der Balken h_2' und h_2'' derart gegenübergestellt, dass der magnetische Zug in die Drehrichtung fällt.

3. Zehn parallel zur Achse angeordnete Kupferstäbchen b_1 bezw. b_2; dieselben sind am

1) Dasselbe wird von der Firma Goergen, mechanische Werkstätte, München, zum Preise von 65 M. geliefert.

Umfange einer horizontalen, auf der Achse D befestigten Hartgummischeibe in zwei Gruppen von je fünf Stäbchen angebracht; in der Figur ist die Gruppe b_1 links, die Gruppe b_2 rechts sichtbar.

4. Zwei Gruppen von je vier ⊔förmigen Metallbügeln r_1 bezw. r_2; dieselben sind an feststehenden, isolierenden Trägern derart angebracht, dass z. B. bei einer geringen Drehung der Hartgummischeibe im Sinne des Uhrzeigers (von oben gesehen) die 4 Metallbügel r_1 gleichzeitig die Kupferstäbchen b_1 berühren, während die Berührung der Metallbügel r_2 mit den Kupferstäbchen b_2 aufgehoben wird.

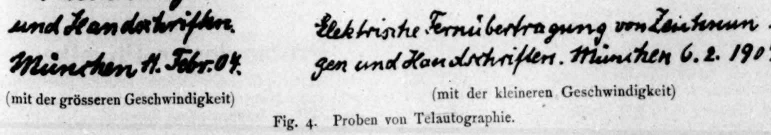
5. Die vier Zuleitungen $k_3\, k_4\, k_5\, k_6$ für die hochgespannten Ströme; k_3 und k_5 sind mit dem einen Pole der Teslaspule (bezw. des Hochspannungsakkumulators) zu verbinden, k_4 mit der einen Röhrenelektrode, k_6 mit dem anderen Teslapole (bezw. dem anderen Pole des Hochspannungsakkumulators unter Einschaltung eines geeigneten Widerstandes). Die an feststehenden, isolierenden Stativen angebrachten Kontakte k_3 bis k_6 sind durch Stellschrauben regulierbar, so dass sie den benachbarten Stäbchen b_1 bezw. b_2 genähert oder von ihnen entfernt werden können.

Nach dieser Beschreibung der wesentlichen Teile des Relais für hochgespannte Ströme dürfte die Wirkungsweise desselben am besten aus der schematischen Zeichnung in Fig. 2 hervorgehen.

Es wird die Frage aufgeworfen werden: Warum so viele bewegliche Kontaktstücke b_1 bezw. b_2? Darauf ist zunächst zu bemerken, dass das Relais um so rascher arbeiten kann, je kleinere Drehungen der Achse die Umschaltungen besorgen können. Die Verhältnisse liegen hier nun anders, als bei Schwachstromrelais; für die Umschaltungen sind keine vollständigen Kontakte nötig, die hochgespannten Ströme überbrücken die Zwischenräume durch Funken, noch bevor Berührung der Kontaktstücke stattfindet. Je grösser die Spannungen sind, je länger also die Funkenstrecken, welche die Ströme überbrücken können, um so leichter kann es vorkommen, dass Funken nach beiden Seiten gehen und das Resultat verderben; je grösser nun die Anzahl der beweglichen Kontakte ist — bei gleicher Amplitude der Drehschwingungen —, um so grössere Differenzen ergeben sich für die Funkenstrecken rechts und links, um so sicherer wird der hochgespannte Strom bloss nach der einen bezw. bloss nach der anderen Seite geleitet.

Die Notwendigkeit einer grösseren Zahl von beweglichen Kontaktstücken bot die Veranlassung, zur Bewegung des Relais für hochgespannte Ströme einen Lokalstrom zu Hilfe zu nehmen und diesen durch ein gewöhnliches Schwachstromrelais von den Linienströmen abhängig zu machen, da man einem auf Telegraphenströme mit der gewünschten Geschwindigkeit ansprechenden Schwachstromrelais nicht die zur Bewegung so vieler Kontaktstücke notwendige Arbeit aufbürden kann. Es ist nun aber noch ein anderer Weg möglich, welcher bei diesen Versuchen nur deshalb nicht eingeschlagen wurde, weil er mit grösseren Kosten verbunden ist, der aber in jedem Falle zu einer weiteren Steigerung der Transmissionsgeschwindigkeit führen wird: Man kann eine grössere Anzahl von polarisierten Schwachstromrelais h_1 durch den Linienstrom beeinflussen, von denen jedes nur mit der Vergrösserung bezw. Verkleinerung der Entfernungen eines Kontaktstückes von zwei festen Kontakten betraut ist; die beweglichen Kontaktstücke würden die Rolle der b_1 bezw. b_2, die festen Kontakte die Rolle de $r_1\, k_3\, k_4$ bezw. $r_2\, k_5\, k_6$ zu spielen haben; man kann auch zweckmässig diese grössere Anzahl von Relais zusammen montieren, etwa ringförmig anordnen, und man erhielte so ein verbessertes Relais für hochgespannte Ströme, das direkt durch die Linienströme in Thätigkeit gesetzt werden kann.[1])

1) Für die Zwecke der Schnelltelegraphie wird ein solches Relais manche Vorteile vor den gewöhnlichen Schwachstromrelais voraus haben; die Einstellung ist um so leichter, je mehr Teilrelais man benutzt, die Kontrolle der Güte der Kontakte fällt fort, und die auf das Relais wirkenden Stromstösse können sofort durch die fast instantan auftretenden und verschwindenden Strahlungen der Röhre registriert werden. Ein Teil der Zeit, welche die Hebel der Schwachstromrelais für den Weg von einem Kontakt zum andern brauchen, wird gespart, da die Funken schon vor dem vollständigen Kontakt übergehen und namentlich bei einer grossen Zahl von beweglichen Kontaktstücken sehr rasch wählen. Bei der Verwendung der Anordnung für Schnelltelegraphie fällt natürlich die ganze Synchronismusvorrichtung fort und man hat die drei Zeichen: Stromstoss in der einen Richtung, kein Stromstoss, Stromstoss in der anderen Richtung, zu voller Verfügung.



(mit der grösseren Geschwindigkeit) (mit der kleineren Geschwindigkeit)

Fig. 4. Proben von Telautographie.

Die mit der vorläufigen, durch Fig. 2 gegebenen Anordnung des Empfängers erzielten Transmissionsgeschwindigkeiten sind:

Falls eine Umdrehung in einer Sekunde zurückgelegt wird (grösste von mir benutzte Umdrehungsgeschwindigkeit),

ein Streifen von $\frac{1}{2}$ cm $= \frac{20}{4}$ mm Breite, 5 cm Länge } in 20 Sek.

Man kann so etwa 500 in gewöhnlicher Schrift geschriebene Worte (2000—2500 Worte in Stenographie) pro Stunde übertragen.

Falls eine Umdrehung in 5 Sekunden zurückgelegt wird:

ein Streifen von $\frac{1}{2}$ cm $= \frac{20}{4}$ mm Breite, 10 cm Länge } in 1 Min. 40 Sek.

Für Fernübertragung von Halbtongravüren kommt vorläufig nur die letztere, langsamere Transmissionsgeschwindigkeit in Betracht.

(Eingegangen 12. Februar 1904.)

Briefkasten.

An die Redaktion der Physikalischen Zeitschrift.

In der Physikalischen Zeitschrift (**5**, 120, 1904) lese ich eine kleine Besprechung meiner Arbeit: „Die Theorie der Apparate zur Herstellung flüssiger Luft mit Entspannung", von Prof. Dr. H. Lorenz. Bei seinem absprechenden Urteil berücksichtigt Lorenz folgende Thatsachen gar nicht:

Wenn ein ideales Gas, das sich auf einer höheren als seiner kritischen Temperatur befindet, komprimiert wird, so verwandelt sich die ganze Kompressionsarbeit in Wärme, und diese Wärme geht zu dem Kondenswasser, wohin sie durch die Schlange geleitet wird, und dieses Wasser erhält die der Kompressionsarbeit äquivalente Wärmemenge vollständig.

Wenn das nach der Kompression abgekühlte komprimierte Gas sich ausdehnt, so treten fast gleichzeitig zwei Erscheinungen ein: erstens eine Abkühlung in der Zeit, in der die Moleküle des Gases eine kolossale Geschwindigkeit gegen das Drosselventil erhalten, und zweitens eine Temperaturerhöhung derselben Masse, deren Moleküle gegen die Wände stossen und ihre Geschwindigkeit verlieren. Beide Erscheinungen sind gleich, aber dem Sinne nach entgegengesetzt, die eine positiv, die andere negativ, sie heben sich daher vollständig auf, indem nur durch ein fast unmerkliches Zittern des Apparates ein wenig Energie, die jedoch vollständig zu vernachlässigen ist, verloren geht.

Es bleibt aber zum Schluss lediglich die Volumsteigerung beim Drängen gegen die atmosphärische Luft, und diese entspricht einer äusseren Arbeit, die die Hauptsache bei der ganzen Erscheinung leistet.

Wenn man Gase auf sehr hoher Temperatur über dem kritischen Punkt auf eine sehr hohe Spannung komprimiert, so erhalten sie ein negatives Potential, das immer der Abkühlung entgegenwirkt, also einen Grund für eine Erwärmung abgiebt.

Alle bezüglich dieses Gegenstandes bis heute bekannten Thatsachen stehen also in vollkommenem Widerspruch zu dem, was Herr Lorenz darüber sagt.

Steglitz, 29. Februar 1904. Prof. Raoul Pictet.

In der vorstehenden Zuschrift bezeichnet Herr Pictet selbst die äussere Arbeit bei der Volumvergrösserung als einzige Ursache der von Thomson und Joule entdeckten und von Linde praktisch verwendeten Temperatursenkung abgedrosselter Gase, während aus dem thermischen Verhalten derselben unzweifelhaft hervorgeht, dass diese Erscheinung auf eine innere Arbeitsleistung zurückzuführen ist. Mit seiner Auffassung steht demnach Herr Pictet im Widerspruch zu einer der Grundlagen der Thermodynamik, wie ich schon in der von ihm beanstandeten Besprechung bemerkt habe und hier nur nochmals feststellen kann.

Göttingen, den 23. Februar 1904. H. Lorenz.

An die Redaktion der Physikalischen Zeitschrift.

Die in dieser Zeitschrift **5**, 95, 1904 von Herren S. Guggenheimer und A. Korn veröffentlichte, mit „Physikalisches Institut der Universität München" unterschriebene Mitteilung lag mir vor ihrer Veröffentlichung nicht vor und zu der erwähnten Unterschrift habe ich meine Zustimmung nicht gegeben.

Der Vorstand des Physikal. Instituts der Universität München.
W. C. Röntgen.

Berichtigungen.

Zur Mitteilung Chabot, „Neue Strahlen oder eine neue Emanation": Die zwei Figuren, S. 103, deren erklärender Text im Anschluss an den letzten Teil der Mitteilung, S. 104, versehentlich ausfiel, bedeuten in natürlicher Grösse die Silhouetten von Abschnitten starken, zur Verpackung lichtempfindlicher Schichte gebräuchlichen mattschwarzen Papiers, die trapezförmige gewonnen an der selentragenden Vorderseite, die rautenförmige an der Rückseite der drahtumwickelten Plakette, beide gleichzeitig während 192 Stunden exponiert; die lichtempfindlichen Schichte waren leicht gekrümmt und lagen, namentlich in der Mitte, nicht unmittelbar an. Das Ergebnis veranlasst eine Ausdehnung der Untersuchung auch auf die Frage, inwiefern das Material der Plakette, Schiefer, die Ursache zur Erscheinung enthalten kann.

In der Arbeit des Herrn O. W. Richardson, **5**, 6—11, ist zu setzen: Seite 8, Spalte 1, Zeile 9 v. u. statt

$$\int_0^{-0} \quad „\int_0^{\infty}“$$

Zeile 4 v. u. statt $\frac{d-\Phi}{dz}$ „$\frac{d\Phi}{dz}$"

Zeile 2 v. u. statt $mu = -\frac{d\Phi}{dx}$ „$m\bar{u} = -\frac{d\Phi}{dx}$"

Seite 8, Spalte 2, Zeile 16 v. o. statt

$$\sqrt{\frac{2}{n}\Phi} \quad „\sqrt{\frac{2}{m}\Phi}“$$

Zeile 17 v. o. statt

$$n\left(\frac{k\Theta}{2m\pi}\right)^{1/2} e^{\frac{-\Phi}{Ra}} \quad „n\left(\frac{R\Theta}{2m\pi}\right)^{1/2} e^{\frac{-\Phi}{R\Theta}}“$$

Zeile 29 v. o. statt

$$\tfrac{1}{2}\, m\,(u + v + w) \quad „\tfrac{1}{2}\, m\,(u^2 + v^2 + w^2)“$$

Seite 9, Spalte 1, Zeile 13 v. o. statt

$$C\Theta^{1/2}\varepsilon - w/R\Theta \quad „C\Theta^{1/2} e^{-w/R\Theta}“$$

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden der a. o. Professor Dr. K. Zindler zum o. Professor der Mathematik an der Universität Innsbruck, d. a. o. Professor Dr. J. A. Gmeiner zum o. Professor der Mathematik an der deutschen Universität in Prag.

Habilitiert haben sich an der Universität Leipzig als Privatdozent für Chemie der Assistent am chemischen Laboratorium Dr. Ley, an der Universität Halle als Privatdozent für Physik der Assistent am physikalischen Institut Dr. Siegfried Valentiner.

Gesuche.

Promovierter Physiker

sucht Stellung in einem Physikal. Institute oder sonstigem Physikalischen Laboratorium. Gefl. Anträge unter „EMK" befördert diese Zeitschrift.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.